N° d'ordre : 247

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

André BOTTREAU

1re Thèse - **Contribution à la réalisation d'un interféromètre à optique focalisante dans la bande des 35 GHz — Mesures des permittivités complexes de divers diélectriques et étude d'un plasma d'Argon.**

2e Thèse - **Propositions données par la Faculté.**

Soutenues le 1er mars 1969, devant la Commission d'Examen :

MM. R. SERVANT, Professeur ..... *Président*

R. FREYMANN, Professeur à la Faculté des Sciences de Paris .... } *Examinateurs*

J. ROCH, Professeur ..... } *Examinateurs*

A. CHARRU, Professeur ..... } *Examinateurs*

R. PAPOULAR, Ingénieur au C.E.A., Docteur ès Sciences ..... } *Examinateurs*

— 1969 —

N° d'ordre : 247

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

André BOTTREAU

1re Thèse - **Contribution à la réalisation d'un interféromètre à optique focalisante dans la bande des 35 GHz — Mesures des permittivités complexes de divers diélectriques et étude d'un plasma d'Argon.**

2e Thèse - **Propositions données par la Faculté.**

Soutenues le 1er mars 1969, devant la Commission d'Examen :

MM. R. SERVANT, Professeur ..... *Président*

R. FREYMANN, Professeur à la Faculté des Sciences de Paris .... } *Examinateurs*

J. ROCH, Professeur ..... } *Examinateurs*

A. CHARRU, Professeur ..... } *Examinateurs*

R. PAPOULAR, Ingénieur au C.E.A., Docteur ès Sciences ..... } *Examinateurs*

— 1969 —

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

UNIVERSITE DE
BORDEAUX

FACULTE DES SCIENCES

Doyen honoraire : M. BRUS

Doyen : M. CALAS

Professeurs honoraires :

M.	KASTLER	Professeur à la Sorbonne
M.	PISOT	Professeur à la Sorbonne
Mlle	JOSIEN	Professeur à la Sorbonne
M.	MILLOUX	
M.	DANGEARD	
M.	CAU	
M.	GENEVOIS	

Professeurs :

M.	BRUS	Chimie
M.	AVEL	Zoologie et physiologie animale
M.	ROUSSET	Physique générale
M.	ROGER	Mécanique rationnelle
M.	WEILL	Anatomie comparée et embryogénie
M.	DUFRESNOY	Mathématiques générales
M.	LAFON	Physiologie générale
M.	BOUNHIOL	Biologie animale
M.	SERVANT	Physique
M.	CALAS	Chimie organique
M.	GAY	Cristallographie et minéralogie
M.	PACAULT	Chimie physique
M.	SCHOELLER	Géologie
M.	DAVID	Physiologie végétale
M.	COLMEZ	Méthodes mathématiques de la physique
M.	CAMBAR	Biologie animale
M.	VIGNEAUX	Géologie
M.	PANOUSE	Zoologie (détaché à la Faculté des Sciences du Maroc)
M.	ARZELIES	Physique (détaché à la Faculté des Sciences du Maroc)

M. RIBEREAU-GAYON ..... Oenologie et chimie agricole
M. RISS ..... Mathématiques
M. GUIZONNIER ..... Physique
M. HAGET ..... Zoologie expérimentale
M. SEMIROT ..... Astronomie
M. CHASTEL ..... Physique nucléaire
M. HAGENMULLER ..... Chimie minérale
M. CREAC'H ..... Biologie animale
M. LOUDETTE ..... Mécanique physique
M. PATY ..... Chimie
M. BORDES ..... Préhistoire
M. SECHET ..... Botanique
M. BAGANAS ..... Mathématiques
M. VALENTIN ..... Radioélectricité
M. ENNOUCHI ..... Géologie
M. EYME ..... Botanique
M. RUAMPS ..... Physique électronique
M. FRAINNET ..... Chimie organique
M. HOARAU ..... Chimie physique
M. MARCHAND ..... Chimie
M. LALANDE ..... Chimie appliquée
M. GOTTIS ..... Géologie dynamique
M. LEMANCEAU ..... Chimie
M. CARDO ..... Psychophysiologie
M. ROCH ..... Physique
M. BELLON ..... Chimie (détaché à la Faculté des Sciences du Maroc)
M. CLASTRE ..... Cristallographie physique
M. JOUSSOT-DUBIEN ..... Chimie
M. VALADE ..... Chimie organique
M. SURDIN ..... Automatique
M. LABOUESSE ..... Biochimie
M. BLONDEL ..... Mathématiques
M. SOURISSEAU .....Chimie
Mlle FAURE-MURET ..... Géologie -(détachée à la Faculté des Sciences du Maroc)
M. CLIN ..... Géologie
M. LOCHET ..... Physique
M. VINDT ..... Biologie végétale
M. REGNIER ..... Mathématiques
Mlle LAFFITTE ..... Physique
M. DESTRIAU ..... Chimie
M. PETIT ..... Physique corpusculaire
M. BARAUD ..... Chimie biologique
M. EMBERGER ..... Géologie
M. BOTHOREL ..... Chimie
M. CHARRU ..... Physique

M. SIMONOFF ..... Chimie physique
M. LASCOMBE ..... Chimie
M. RIMPAULT ..... Physique théorique
M. BARETS ..... Biologie animale
M. PINEAU ..... Chimie
M. LEVEQUE ..... Géologie approfondie
M. BOUSSEAU ..... Physique
M. MENNRATH ..... Physique
M. ANDRE ..... Biologie générale
M. BOUAS-LAURENT ..... Chimie organique
M. MARTINET ..... Calcul infinitésimal
M. N ..... Informatique

Maître de conférences honoraire :

M. DE PUYMALY

Maîtres de conférences :

M. RIBEREAU-GAYON Pascal ... Chimie oenologie
Mlle DUTRIEU ..... Physiologie animale
M. RAULT ..... Chimie minérale
Mme PETIT ..... Physique
M. BERNET ..... Génétique
M. FRESNEL ..... Mathématiques
M. MOYES ..... Géologie
M. LUTZ ..... Botanique
M. MOULINES ..... Chimie
M. MENDES-FRANCE ..... Mathématiques
M. POUCHARD ..... Chimie minérale
M. SARDOS ..... Physique
M. DUMERY ..... Mécanique
M. GARNIER ..... Biophysique
M. LESCA ..... Mathématiques
M. ARTOLA ..... Mathématiques
M. DRESS ..... Mathématiques
M. BOUARD ..... Biologie végétale
M. DE MAHTAN .....Mathématiques
M. ABGRALL ..... Physique théorique
M. MINNAERT ..... Physique théorique

Conseiller Administratif :

M. LLORENS

-:-:-:-:-:-

A Monsieur le Professeur SERVANT

Directeur du Centre d'Optique Ultra-Hertzienne

en témoignage de ma très respectueuse gratitude.

A MA FEMME,

A MES ENFANTS,

A TOUS CEUX QUI ME SONT CHERS

En témoignage de ma très grande affectio

SOMMAIRE

Pages

INTRODUCTION 1

PREMIERE PARTIE

REALISATION D'UN INTERFEROMETRE A OPTIQUE FOCALISANTE, MESURES DIELECTRIQUES

CHAPITRE I-1 : Rappel sur la propagation des ondes électromagnétiques 7

CHAPITRE I-2 : Etude systématique des différentes causes d'erreurs expérimentales, propres à l'interférométrie aux micro-ondes à l'air libre - Mise au point d'un interféromètre 12

CHAPITRE I-3 : Propagation dans un diélectrique à faces parallèles 56

CHAPITRE I-4 : Méthodes de mesures, mesures de recoupement .. 77

CHAPITRE I-5 : Réalisation d'une optique focalisante 87

CHAPITRE I-6 : Mesure de contrôle sur les diélectriques 118

CHAPITRE I-7 : Mesure de fortes anisotropies diélectriques - Etude du Gypse 123

DEUXIEME PARTIE

UTILISATION DE L'INTERFEROMETRE POUR LE DIAGNOSTIC DES PLASMAS

CHAPITRE II-1: Rappel sur la propagation des ondes électromagnétiques dans les milieux ionisés (Théorie macroscopique).....136

CHAPITRE II-2: Réalisation du plasma 141

CHAPITRE II-3: Résultats expérimentaux obtenus sur un plasma d'Argon 166

CHAPITRE II-4: Interprétation des résultats expérimentaux ...196

ANNEXE 230

CONCLUSION 241

-:-:-:-:-:-

PRINCIPAUX SYMBOLES ET NOTATIONS UTILISES

A = Atténuation en dB
$\underline{B_0}$ = Champ magnétique continu.
$\vec{B}$ = Vecteur induction magnétique.
B = Amplitude complexe de l'induction magnétique.
c = Célérité de la lumière.
$\underline{d}$ = Distance entre cornets.
$\vec{D}$ = Vecteur déplacement électrique.
D = Amplitude complexe du déplacement électrique.
D = Coefficient de diffusion.
$D_\perp$ = Coefficient de diffusion transverse.
$D\ //$ = Coefficient de diffusion longitudinal.
D_a = Coefficient de diffusion ambipolaire.
e = Epaisseur de l'échantillon exprimée en mm.
$E = e/\lambda$ = Epaisseur de l'échantillon exprimée en unité de longueur d'onde.
$\underline{e^x}$ = Exp. (x).
$\vec{E}$ = Vecteur champ électrique.
E = Amplitude complexe du champ électrique.
E' = Partie reelle de E
E'' = Partie imaginaire de E.
E^+ = Champ électrique suivant le sens de la propagation.
E^- = Champ électrique suivant le sens inverse à la propagation.
E_i = Champ électrique incident.
E_t = Champ électrique transmis.
E_r = Champ électrique réfléchi.
$e = qe$ = Charge électronique.
f = Fréquence de l'onde U.H.F.
$f(A)$ = Fonction de A.
f = Distance focale.
$g(A)$ = Fonction de A;
$h(A)$ = Fonction de A .
$\underline{H}$ = Amplitude complexe du champ magnétique.
$\vec{H}$ = Vecteur champ magnétique.
H^+ = Champ magnétique suivant le sens de la propagation.
H^- = Champ magnétique suivant le sens inverse à la propagation.
$i = I$ = Courant en Ampère.
$\underline{Im}A$ = Partie imaginaire de A.
$\vec{J}$ = Vecteur densité de courant de conduction.
J = Amplitude de la densité de courant.
k = Constante de Boltzmann
k = Constante (distributions "asymptotiques").
ℓ = Longueur de l'intervalle d'intégration en mm.
L = Longueur de l'intervalle d'intégration exprimée en unité de longueur d'onde.
m_e = Masse de l'électron.
m_i = Masse de l'ion.

n = Indice de réfraction.
n_r = Indice de réfraction relatif.
n_a = Indice de réfraction approché.
n_{ap} = Indice de refraction apparent.
n_e = Densité électronique.
n_i = Densité ionique.
N = Densité (indifféremment électronique ou ionique quand $n_e = n_i$).
$n_m = N_m$ = Densité des particules neutres.
p = pression.
q_e = Charge électronique.
q_i = Charge ionique.
r (en incide) = relatif.
r = rayon vecteur (dans l'étude du système focalisant)
R = Coefficient de réflexion complexe.
$|R|$ = Module du coefficient de reflexion complexe.
r = Coefficient de réflexion sur un dioptre
$Re A$ = Partie réelle de A
T.F = Transformée de Fourier
T = Coefficient de transmission complexe.
$|T|$ = Module du coefficient de transmission complexe.
t = Coefficient de transmission d'un dioptre.
T_e = Température électronique.
T_i = Température ionique.
T_n = Température des neutres.
U = Potentiel.
V = Tension.
$\overline{V_e}$ = Vitesse d'agitation thermique des électrons.
$\overline{V_i}$ = Vitesse d'agitation thermique des ions.
x = axe parallèle à $\overline{E}$.
X_R = Longueur guidée du bras de référence.
X_M = Longueur guidée du Bras de mesure.
X = Axe de symétrie électrique dans les cristaux.
$X = \frac{\omega^2 p}{\omega^2}$
y = Axe parallèle à $\overline{H}$.
Y = Axe de symétrie électrique dans les cristaux.
$Y_L = \frac{\omega_L}{\omega}$
$Y_T = \frac{\omega_T}{\omega}$
$Z = \frac{E}{H}$ = Impédance d'onde
z = Axe de propagation.
Z = Axe de symétrie électrique dans les cristaux.
$Z_{ei} = \frac{\nu_{ei}}{\omega}$
$Z_{en} = \frac{\nu_{en}}{\omega}$

α = Constante d'atténuation.

$\beta = \frac{\pi}{\lambda}$ = Constante de phase.

$\beta_o = \frac{\pi}{\lambda_o}$ = Constante de phase dans le vide.

$\gamma = \alpha + j\beta$ = Constante complexe de propagation.

ε_o = $8{,}854.\ 10^{-12}$ F/m = Permittivité du vide.

$\overline{\overline{\varepsilon_1}}$ = Permittivité tensorielle absolue.

ε_1 = Permittivité scalaire absolue.

ε = $\varepsilon' - j\varepsilon''$ = Permittivité relative de diélectrique.

$\varepsilon_{moy.}$ = Permittivité relative moyenne.

ϕ = Phase en transmission.

λ = Longueur d'onde

λ_o = Longueur d'onde dans le vide.

λ'_o = Longueur d'onde entre lentilles

λ_g = Longueur d'onde guidée.

λ_c = Longueur d'onde de coupure.

μ_o = $4\pi\ 10^{-7}$ H/m Perméabilité du vide.

$\overline{\overline{\mu}}^o$ = Perméabilité tensorielle.

μ = Perméabilité scalaire.

ω = $2\pi f = 2\pi \frac{c}{\lambda}$ = Pulsation de l'onde U.H.F.

ω_p = Pulsation plasma pour les électrons.

Ω_p = Pulsation plasma pour les ions.

ω_c = Pulsation cyclotron pour les électrons.

Ω_c = Pulsation cyclotron pour les ions.

$\overline{\pi}$ = Vecteur de POYNTING.

ψ = Phase de réflexion.

ρ = Densité de charge libre par unité de volume.

θ = Taux d'ondes stationnaires en tension T.O.S.T.

θ_i = Taux d'ionisation

ν_{en} = Fréquence de collision électron-neutre.

ν_{ei} = Fréquence de colision électron-ion.

ν_{in} = Fréquence de collision ion-neutre.

Δx_i = Déplacement des cornets en mm.

ΔX_i = Déplacement des cornets en nombre d'onde.

i = 1 mesure par transmission
i = 2 mesure par réflexion
i = 3 mesure par réflexion avec court-circuit.

Δy = Déplacement de la sonde d'une ligne de mesure.

AVANT - PROPOS

Monsieur le Professeur SERVANT, Directeur du Laboratoire d'Optique Ultra-Hertzienne, ayant obtenu un contrat avec la D.G.R.S.T. (Convention 62.FR.153) pour la réalisation d'un interféromètre fonctionnant dans la bande des 8 mm, m'a proposé de m'associer pour cette étude à Claude MARZAT.

Cette étude commencée en 1963, s'est heurtée à de nombreuses difficultés, lorsque nous avons voulu tenir un compte exact de l'influence des réflexions multiples et des différents couplages.

Nous avons été naturellement amenés à effectuer des mesures de recoupement (en transmission) pour contrôler la programmation de nos formules. Il a été convenu que j'en serais spécialement chargé.

Enfin, lorsque nous en sommes arrivés, Claude MARZAT et moi, au but principal de notre travail, c'est-à-dire l'étude des plasmas, Monsieur le Professeur SERVANT nous a chargé de réaliser ensemble le tube à décharge, générateur de plasmas, et nous a conseillé de nous partager l'étude de divers plasmas. Monsieur MARZAT a été amené à étudier un plasma de néon, tandis que moi-même, j'ai étudié spécialement un plasma d'argon.

Il s'est trouvé, d'autre part, que les méthodes théoriques d'interprétation, choisies par Claude MARZAT et moi n'ont pas été les mêmes.

Mon mémoire expose donc :

- la description de l'interféromètre et du tube à décharge construits en collaboration avec Claude MARZAT,
- mes mesures personnelles de recoupement sur divers diélectriques,
- une étude originale sur l'anisotropie diélectrique du gypse,
- enfin mes mesures sur les plasmas d'argon et leur interprétation théorique.

En additif, une généralisation de mes résultats théoriques à des cas pouvant intéresser d'autres expérimentateurs.

INTRODUCTION

De très nombreux chercheurs s'étaient penchés sur la réalisation des interféromètres hertziens que nous pouvons classer en deux grandes catégories.

1°) Les interféromètres statiques, transposition des interféromètres de l'optique classique. Ils permettent de faire des mesures relativement précises. A. F. HARVEY {1} énumère les différents types d'interféromètres.réalisés jusqu'en 1963 et donne une bibliographie très importante concernant ce problème. J'ai noté en particulier quelques articles {2-13} qui complètent cette bibliographie.

2°) Des interféromètres, que l'on peut appeler dynamiques. Ils visualisent, sur oscilloscope les franges interférométriques. Ce type d'interféromètre est en général utilisé pour étudier des phénomènes évoluant dans le temps, il sacrifie quelque peu la sensibilité et la précision au profit de la rapidité de réponse.

Dans cette catégorie d'interféromètres, nous devons signaler : les interféromètres polaires dont une étude très complète a été faite par J.G. WEGROWE {14,15} et par G. LISITANO{16 }, et les interféromètres à franges, qui ont été réalisés avec quelques variantes par de très nombreux chercheurs {17 à 32} s'occupant en particulier du diagnostic des plasmas.

Bien que la bibliographie ici citée soit fort incomplète, nous voyons qu'un nombre considérable de chercheurs se sont penchés sur les problèmes de l'interférométrie en hyperfréquences.

Au Laboratoire dès 1960 un interféromètre à faisceaux séparés, transposition hertzienne de l'interféromètre de Lord RAYLEIGH, était réalisé en 3 cm de longueur d'onde par MM. LOUDETTE et PICHERIT {33} . Puis MM. ROSMORDUC {34} et MONTAUDON {35} ont utilisé ce type d'interféromètre pour déterminer la permittivité complexe de matériaux diélectriques, alors que M. CASTETS {36} l'a employé, après quelques modifications, pour étudier des biréfringences ultra-hertziennes.

Ces différentes études montrent la difficulté de l'interférométrie hertzienne et l'importance que peuvent prendre les termes d'adaptation et de reflexions multiples au niveau des différents dioptres, comme d'ailleurs dans toute l'optique des lames minces, à laquelle nous sommes étroitement liés.

Après un bref rappel sur la propagation des ondes électromagné-

tiques, dans la première partie, je ferai une étude systématique des différentes causes d'erreurs instrumentales. Enrichis par cette étude, nous avons realisé un interféromètre à branche ouverte de grande sensibilité. Nous avons ensuite étudié la propagation des ondes électromagnétiques dans des lames à faces parallèles de petite épaisseur comparée à la longueur d'onde. Cette étude nous a conduit à réaliser un abaque et des tables permettant d'obtenir la permittivite complexe d'un matériau à partir des résultats expérimentaux et en tenant compte des réflexions multiples internes. Afin d'augmenter les possibilités de notre appareil, nous avons ensuite été amenés à étudier un dispositif focalisant, adaptable à l'interféromètre et permettant, comme nous le verrons, des mesures à l'air libre d'une précision excellente, sur des échantillons de surface très réduite.La fin de cette première partie est consacrée à l'étude de quelques biréfringences. Les unes très faibles (papiers industriels, polaroïdes) montrent la sensibilité de l'appareil. Les autres, beaucoup plus importantes (gypse) montrent la parfaite adaptation de l'interféromètre à ces mesures, permettant de déterminer rapidement la direction des axes électriques et les permittivités principales suivant ces axes.

Dans la deuxième partie, après avoir décrit la réalisation d'un plasma stable, de configuration particulière et parfaitement adaptée aux mesures interférométriques à l'air libre avec optique focalisante, nous donnons les résultats expérimentaux d'une étude systématique faite sur un plasma d'Argon . L'interprétation de ces résultats expérimentaux terminera cette étude.

Enfin, en annexe, nous trouverons un ensemble d'études sur les coefficients de transmission et de réflexion complexes, dans le cas de divers types de distributions électroniques. Cet ensemble devrait permettre dans tous les cas le diagnostic par interférométrie d'un plasma de profil de densité électronique quelconque.

Je tiens ici à remercier très vivement Monsieur le Professeur R. SERVANT, Directeur du Centre d'Optique Ultra-Hertzienne, qui a bien voulu m'accueillir dans son Laboratoire à l'issue de mon service militaire et qui n'a cessé de porter à mon travail une bienveillante attention.

Mes remerciements vont également à Monsieur le Professeur R. FREYMANN, de la Faculté des Sciences de Paris, mon parrain au C.N.R.S. qui a toujours porté un intérêt favorable à mes recherches et qui a bien voulu faire partie de mon Jury de thèse.

Que Monsieur le Directeur Général G. DUPOUY qui a bien voulu présenter mes principaux résultats à l'Académie des Sciences, trouve ici toute ma gratitude.

J'exprime également ma vive reconnaissance à Monsieur R. PAPOULAR, Docteur ès-Sciences, Ingénieur au Centre d'Etudes Nucléaires de Fontenay-aux-Roses qui a bien voulu s'intéresser à mon travail et faire partie de mon Jury.

Que Monsieur le Professeur J. ROCH qui a bien voulu superviser la rédaction de mon second sujet, ainsi que Monsieur le Professeur A. CHARRU soient vivement remerciés d'avoir accepté de participer à mon Jury de thèse.

Je remercierai tout particulièrement Claude MARZAT de son amicale collaboration de tous les jours.

Que Monsieur J. ARDOIN-DUPARC, Assistant en Informatique qui a bien voulu programmer pour moi en FORTRAN IV la méthode du type Runge-Kutta, que j'ai utilisée à la fin de ce travail trouve ici tous mes remerciements.

J'adresse également mes remerciements à tous les chercheurs du Laboratoire, au personnel technique, notamment à Messieurs MORERA et LALAUDE, Collaborateurs techniques du C.N.R.S., Madame MORERA, Monsieur et Madame BOURNISSOUT pour l'aide qu'ils m'ont toujours apportée.

- REFERENCES -

{1} . - A.F. HARVEY , Microwaves engineering - Acad. press - 1963.
{2} . - C.G. MONTGOMERY , Technique des mesures en micro-ondes - (T:2) Chiron - Paris 1953.
{3} . - G. RAOULT , Les ondes centimétriques - Masson - Paris 1958.
{4} . - K.D. PROOME, Proc. Roy. Soc. 223 A - 1954 - p. 195.
{5} . - S.K. CHATTERJEE , C.R. BAI , P.R. SHENOY , J. Indian Inst. Sci - 36 B - 1954 - p. 172.
{6} . - J.I. CAIKOYA , Onde électrique - 89 - 1959 - p. 321.
{7} . - J. FOX , Proceeding of the Symposium on millimeter wave - Vol IX Polytech. Press - 1959.
{8} . - J. FOX , Proceeding of the symposium on quasi-optic - Vol XIV - Polytech. Press - 1964.
{9} . - W. CULSHAW , I.R.E. Trans. M.T.T. 8 - 1960 - p. 182.
{10} . - G. ITCHENKO , Thèse 3ème Cycle - Paris - 1962.
{11} . - P. ATTEN , Rapport Ecole Polytechnique - N 75-274 - Paris - 1964
{12} . - R. PAPOULAR , Rapport C.E.A. - DRP 50 - 1960.
{13} . - D. BIZE, M. CADART, T. CONSOLI ; Bull. Inf. Sci. Tech. du C.E.A. 102 - 1966 - p. 76.
{14} . - J.G. WEGROWE , Thèse d'Ingénieur-docteur, Paris 1963.
{15} . - J.G. WEGROWE , J. Phys. Appl. 24 - 1963 - p. 76 A.
{16} . - G. LISITAND , 5° C.I.P.I.G. - Vol C - Munich 1961 - p. 104,
{17} . - C.B. WHARTON, D.M. SLAGER , I.R.E. TRANS. 6 - 1959 - p. 20
{18} . - C.B. WHARTON , Risö Repport - N° 18 - p. 557.
{19} . - M.A. HEALD , C.B. WHARTON , Plasma diagnostic with microwave J. Wiley - 1965.
{20} . - J. BASU , J. Sci. Indus. Res. 21 B - 1962 - p. 334.
{21} . - R. BUSER, W. BUSER , J. Appl. phys. 33 - 7 - 1962

{22} . - S. SHIOBARA , Jap. J. Appli. phys. 4 - 7 - 1965 - p. 513.
{23} . - L.C. ROBINSON, L. E. SHARP , Aust. J. Phys. - 16 - 1963 p. 439.
{24} . - J. BLIAUX, M. RAY , Rapport C.E.A. - N° 1470/1101 - 1961.
{25} . - J. BLIAUX, P. MALAVAL, M. RAY , Rapport C.E.A. - N° DE - SAEG/1520/1111 1961 .
{26} . - G. LEPROUX, A. NEYRON , Rapport C.E.A. - N° 1557/1116 - 1961.
{27} . - G. LEPROUX, A. NEYRON , Rapport C.E.A. - DE - SAEG N° 1495/1105 - 1961 .
{28} . - V.E. GOLANT , Soviet phys. techn. phys. - 5 - 11 - 1961 - p. 1197 (en anglais).
{29} . - T. CONSOLI , Rapport C.E.A. - R 2427 - 1964.
{30} . - D. ALLAB , Thèse 3ème cycle - Paris - 1963.
{31} . - M.P. BACHISKI, G.G. GLOUTIER , R.C.A. Rev - XXV - 2 - 1964 - p. 168.
{32} . - M.D. RAIZER, I.S. SCHPIGUELS , U.S.P. fiz Nouk SSSR - 64 - 4. 1958 - p. 641 (en anglais)
{33} . - P. LOUDETTE , F. PICHERIT , J. Phys. Rad. - 21 - 1960 - p. 923.
{34} . - J. ROSMORDUC , Thèse 3ème cycle - Bordeaux 1962.
{35} . - G. MONTAUDON , Thèse 3ème cycle - Bordeaux 1962.
{36} . - M. CASTET , Thèse 3ème cycle - Bordeaux 1963.

PREMIERE PARTIE

REALISATION D'UN INTERFEROMETRE A BRANCHE OUVERTE, UTILISANT UNE OPTIQUE FOCALISANTE , METHODE DE MESURES - MESURES DE PERMITTIVITE DIELECTRIQUE.

CHAPITRE I-1

BREF RAPPEL SUR LA PROPAGATION DES ONDES ELECTROMAGNETIQUES

I. - EQUATIONS DE MAXWELL. -

La propagation des ondes électromagnétiques est régie par les équations de Maxwell, que je ne ferai que rappeler (une étude détaillée de celles-ci se trouvant dans la plupart des ouvrages classiques) {1 à 6}. Elles s'écrivent en utilisant les notations courantes :

$$\overline{\text{rot } E}_{(r,t)} = \overline{\nabla} \wedge \overline{E}_{(r,t)} = - \frac{d}{dt} \overline{B}_{(r,t)}$$

$$\overline{\text{rot } H}_{(r,t)} = \overline{\nabla} \wedge \overline{H}_{(r,t)} = \overline{J}_{(r,t)} + \frac{d}{dt} \overline{D}_{(r,t)}$$

(1-1)

$$\text{div } \overline{B}_{(r,t)} = \overline{\nabla} \cdot \overline{B}_{(r,t)} = 0$$

$$\text{div } \overline{D}_{(r,t)} = \overline{\nabla} \cdot \overline{D}_{(r,t)} = \rho_{(r,t)}$$

Dans ces équations :

- $\overline{E}$ représente le vecteur champ électrique,
- $\overline{H}$ le vecteur champ magnétique,
- $\overline{D}$ le vecteur déplacement électrique,
- $\overline{B}$ l'induction magnétique
- $\overline{J}$ le vecteur densité de courant de conduction,

et ρ la densité de charges libres par unité de volume.

Dans le cas général de la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu anisotrope nous avons :

$$\overline{B}_{(r)} = \overline{\overline{\mu_1}} \ \overline{H}_{(r)} \leftrightarrow B_i = \sum_{k=1}^{3} \mu_{1\,ik} H_k$$

$$\overline{D}_{(r)} = \overline{\overline{\varepsilon_1}} \ \overline{E}_{(r)} \leftrightarrow D_i = \sum_{k=1}^{3} \varepsilon_{1\,ik} E_k$$

$\overline{\overline{\mu_1}}$ et $\overline{\overline{\varepsilon_1}}$ sont respectivement les tenseurs de perméabilité et de permittivité, qui dans le cas général possèdent 9 composantes, mais qui se réduisent à un scalaire dès qu'il s'agit d'étudier la propagation des ondes électromagnétiques dans un corps isotrope, alors :

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_o \, \varepsilon \quad \text{et} \quad \mu_1 = \mu_o \, \mu$$

$\varepsilon_o = 8{,}854 \; 10^{-12}$ F/m , $\mu_o = 4\pi \; 10^{-7}$ H/m sont les valeurs de la permittivité et de la perméabilité du vide dans le système M.K.S.A. alors que ε et μ sont les valeurs relatives du milieu considéré.

II. - NOTION DE CONSTANTE DE PROPAGATION. -

Les équations de Maxwell (1-1) conduisent à l'équation de propagation :

$$\overline{\Delta E} - \varepsilon_1 \mu_1 \frac{d^2 \overline{E}}{dt^2} = 0 \quad (1\text{-}2)$$ qui admet une solution de la forme {1} : $\overline{E} = E_o \; e^{-\gamma z} \; e^{j\omega t}$

Si nous dérivons par rapport aux variables et que nous portons les valeurs obtenues dans l'équation (1-2) il vient :

$$\gamma^2 + \varepsilon_1 \mu_1 \omega^2 = 0 \quad (1\text{-}3)$$

Dans le cas général $\varepsilon_1 = \varepsilon_1' - j\varepsilon_1''$ est une valeur complexe , nous sommes donc amenés à écrire :

$\gamma = \alpha + j\beta$ que nous appelerons constante complexe de propagation pour le milieu étudié.

La solution de l'équation de Maxwell s'écrit alors :

$$\overline{E} = E_o \; e^{j\omega t} \; e^{-(\alpha + j\beta)z}$$

$$\overline{E} = E_o \; e^{-\alpha z} \; e^{j(\omega t - \beta z)}$$

Nous voyons que dans le cas général l'amplitude décroît exponentiellement à cause du facteur $e^{-\alpha z}$, α traduisant un phénomène d'absorption est appelé constante d'atténuation.

D'autre part, le deuxième terme exponentiel : $e^{j(\omega t - \beta z)}$ peut encore s'écrire :

$$e^{j\omega(t - z/v)} = e^{j(\omega t - \omega z/v)} = e^{j(\omega t - [2\pi/\lambda] z)}$$

$\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$ est la constante de phase propre au milieu traversé, dans lequel la

longueur d'onde est λ.

L'équation (1-3) conduit alors à :

$$\alpha^2 - \beta^2 + 2\, j\alpha\beta = -\varepsilon_1 \mu_1 \omega^2$$

qui peut s'écrire compte tenu que dans le cas général :

$$\mu_1 = \mu_o (\mu = 1) \quad \text{et} \quad \varepsilon_1 = \varepsilon_o(\varepsilon' - j\varepsilon'')$$

$$\alpha^2 - \beta^2 = -\varepsilon_o \mu_o \varepsilon' \omega^2 \qquad (1\text{-}4)$$

$$2\,\alpha\beta = \varepsilon_o \mu_o \varepsilon'' \omega^2$$

Mais $\varepsilon_o \mu_o c^2 = 1$ et $\omega^2 = (2\pi f_o)^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda_o}\right)^2 c^2$

donc : $\varepsilon_o \mu_o \omega^2 = \varepsilon_o \mu_o c^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda_o}\right)^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda_o}\right)^2 = \beta_o^2$

où β_o est la constante de propagation dans le vide , λ_o étant la longueur d'onde. Il découle alors de (1-4) que :

$$\varepsilon' = \frac{\beta^2 - \alpha^2}{\beta_o^2} \quad \text{et} \quad \varepsilon'' = \frac{2\alpha\beta}{\beta_o^2} \qquad (1\text{-}5)$$

Ce sont les deux équations fondamentales, permettant d'obtenir la permittivité complexe d'un milieu à partir de la constante de propagation complexe (dans le cas de la propagation libre).

III. - NOTION D'IMPEDANCE D'ONDE ET DE COEFFICIENT DE REFLEXION. -

Par définition, on appelle impédance d'onde en un point, le rapport du vecteur champ électrique au vecteur champ magnétique d'une onde électromagnétique en un point donné soit $Z_1 = E_1/H_1$.

Considérons maintenant deux milieux (figure 1-1) {1}.

Nous trouvons dans le milieu 1 d'impédance Z_1 :

- 1°) une onde incidente $(\overline{E_1}^+, \overline{H_1}^+)$ d'équation :

$$\overline{E_1}^+ = E_1^+ \, e^{\,j(\omega t - \beta_1 z)}$$

$$\overline{H_1}^+ = \frac{E_1^+}{Z_1} \, e^{\,j(\omega t - \beta_1 z)}$$

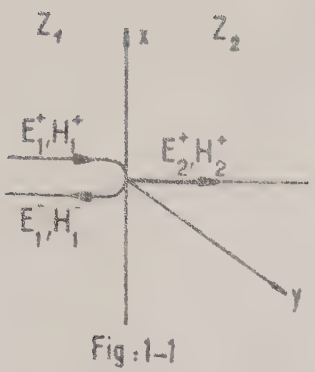


Fig :1-1

- 2°) une onde réfléchie I' ($\overline{E_1^-}$, $\overline{H_1^-}$) d'équation :

$$\overline{E_1^-} = E_1^- \; e^{\,j(\omega t + \beta_1 z)}$$

$$\overline{H_1^-} = \frac{E_1^-}{Z_1} \; e^{\,j(\omega t + \beta_1 z)}$$

dans le second milieu d'impédance Z_2 nous trouvons l'onde transmise II ($\overline{E_2^+}$, $\overline{H_2^+}$)

$$\overline{E_2^+} = E_2^+ \; e^{\,j(\omega t - \beta_2 z)}$$

$$\overline{H_2^+} = \frac{E_2^+}{Z_2} \; e^{\,j(\omega t - \beta_2 z)}$$

Les conditions de passage traduisant la continuité des composantes tangentielles de $\overline{E}$ et de $\overline{H}$ s'écrivent :

$$\begin{aligned} E_1^+ + E_1^- &= E_2^+ \\ E_1^+ - E_1^- &= E_2^+ \frac{Z_1}{Z_2} \end{aligned} \qquad (1\text{-}6)$$

Le coefficient de réflexion sur le dioptre étant défini par $r = \dfrac{E_1^-}{E_1^+}$ nous obtenons à partir de (1-6) :

$$r = \frac{E_1^-}{E_1^+} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} = \frac{z_2 - 1}{z_2 + 1}$$

z_2 est l'impédance réduite,

et r est appelé coefficient de réflexion pour les amplitudes.

A partir de l'équation fondamentale de Maxwell {1} :

$$\sqrt{\varepsilon_1}\,\overline{E} = \sqrt{\mu_1}\,\overline{H} \quad \text{on peut écrire : } Z = \frac{\overline{E}}{\overline{H}} \quad \frac{\mu_1}{\varepsilon_1}$$

donc : $$z_2 = \frac{Z_2}{Z_1} = \sqrt{\frac{\mu_1(2)\;\varepsilon_1\;(1)}{\mu_1(1)\;\varepsilon_1\;(2)}} \quad \text{soit encore } z_2 = \sqrt{\frac{\mu(2)\;\varepsilon(1)}{\mu(1)\;\varepsilon(2)}}$$

L'impédance réduite z_2 est donc un rapport de valeurs relatives .

Le coefficient de réflexion au niveau d'un dioptre séparant deux milieux p et p+1 peut alors s'écrire :

$$r_{(p,p+1)} = \frac{\sqrt{\frac{\mu_{(p+1)}}{\mu_{(p)}} \frac{\varepsilon_{(p)}}{\varepsilon_{(p+1)}}} - 1}{\sqrt{\frac{\mu_{(p+1)}}{\mu_{(p)}} \frac{\varepsilon_{(p)}}{\varepsilon_{(p+1)}}} + 1}$$

Or, dans le cas général $\varepsilon(q) = \varepsilon'(q) - j\varepsilon''(q)$ et $\mu(q) = 1$ donc :

$$r_{(p,p+1)} = \frac{\sqrt{\varepsilon_{(p)}} - \sqrt{\varepsilon_{(p+1)}}}{\sqrt{\varepsilon_{(p)}} + \sqrt{\varepsilon_{(p+1)}}} \qquad (1\text{-}7)$$

de plus l'indice de réfraction n est lié à la permittivité par la relation : $n^2 = \varepsilon$ ce qui entraîne :

$$r = \frac{n_{(p)} - n_{(p+1)}}{n_{(p)} + n_{(p+1)}} = \frac{1 - \frac{n_{(p+1)}}{n_{(p)}}}{1 + \frac{n_{(p+1)}}{n_{(p)}}}$$

Nous retrouvons ici la formule classique de l'optique, $\frac{n_{(p+1)}}{n_{(p)}}$ étant l'indice relatif du milieu p+1 par rapport au milieu (p).

D'autre part, la relation (1-7) nous montre que dans le cas général ε étant complexe r sera complexe et que r sera négatif dans le cas où la propagation se fait d'un milieu moins réfringent à un milieu plus réfringent (cas général des diélectriques placés dans l'air) et qu'il sera au contraire positif dans le cas du passage d'un milieu plus réfringent à un milieu moins réfringent (C'est le cas rencontré par exemple pour le passage vide-plasma dans lequel $\varepsilon < 1$.)

- REFERENCES -

{1} . - R. SERVANT, Cours d'Optique Ultra-Hertzienne - propagation 3ème Cycle Bordeaux - 1960 - 1961.

{2} . - G. RAOULT , Les ondes centimétriques - Masson - Paris - 1958.

{3} . - E. ARGENCE, Th. KAHAN , Théorie des guides et cavités électromagnétiques - Dunod - Paris - 1964.

{4} . - R. RIGAL , Les Hyperfréquences - Eyrolles - Paris - 1960.

{5} . - J. ORTUSI, Propagation des ondes électromagnétiques de Hautes fréquences. Soc. Franc. de doc. - Paris - 1957.

{6} . - S.A. SCHELKUNOFF, Electromagnetic waves - D.Van Nostrand - 1943.

CHAPITRE I-2

ETUDE SYSTEMATIQUE DES DIFFERENTES CAUSES D'ERREURS EXPERIMENTALES PROPRES A L'INTERFEROMETRE, EN MICRO-ONDES A L'AIR LIBRE - MISE AU POINT D'UN INTERFEROMETRE.

I. - INTERFEROMETRE DE DEPART, PRINCIPE DE L'INTERFEROMETRE A FAISCEAUX SEPARES. -

Le premier montage que nous avons réalisé, était la transposition dans la bande Q, d'un interféromètre en 3 cm déjà utilisé au Laboratoire {1-2} . La figure 2-1 représente cet interféromètre.

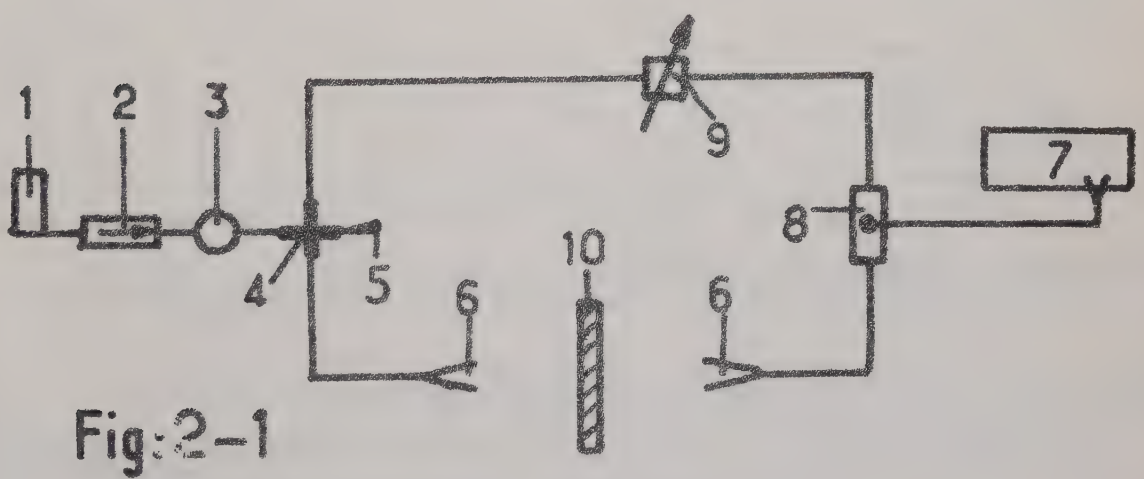


Fig: 2-1

1 - Klystron
2 - Uniligne
3 - Ondemètre
4 - Té hybride
5 - Charge adaptée
6 - Cornet
7 - Galvanomètre
8 - Ligne de mesure
9 - Atténuateur variable
10 - Echantillon

L'onde hyperfréquence émise par un klystron reflex 8 mm (type 55 335) est divisée en deux dans un té hybride dont le quatrième bras reçoit une charge adaptée.

La partie utilisant un circuit entièrement guidé (Bras de référence), arrive à une ligne de mesure ; alors que l'autre partie de l'onde incidente, après un trajet guidé débouche à l'air libre, par l'intermédiaire d'un cornet émetteur. Cette partie à l'air libre permet de placer les échantillons à étudier (Bras de mesure) sur le trajet emprunté par les ondes. L'onde ensuite recueillie par un cornet récepteur, suit un nouveau trajet guidé, pour arriver à la ligne de mesure . Celle-ci sera donc le siège d'un train d'ondes stationnaires et sa sonde mobile permettra de repérer celui-ci en pointant par exemple les minima, et le T.O.S.T. θ (taux d'ondes stationnaires en tension). Nous avons ainsi la possibilité de mesurer des variations de phase et d'amplitude {3 à 7} (puisque $\theta = \frac{1 + r}{1 - r}$ (2-1)) quand on introduit un échantillon entre les cornets.

Cette méthode, comme toutes les méthodes interférométriques ne permet de mesurer qu'un excédent fractionnaire {2, 8, 9} . En effet, quand nous plaçons la sonde du mesureur d'ondes stationnaires à un minimum, le trajet optique dans les deux bras est le même ou différent de $K \frac{\lambda_g}{2}$, autrement dit la différence de phase entre les deux bras est soit nulle, soit un multiple de $k\pi$. Si nous plaçons maintenant un matériau entre les 2 cornets, il y a un brusque changement du chemin optique dans le bras de mesure, cette variation n'étant pas progressive, il est impossible de suivre la frange originelle . Nous ne pouvons donc que pointer le premier minimum en déplaçant la sonde de la ligne de mesure vers l'échantillon dans le cas des diélectriques usuels ou dans l'autre sens si l'indice de réfraction du matériau à étudier est inférieur à celui du milieu environnant. Cependant si l'échantillon présente un déphasage faible, nous mesurons directement la valeur exacte du déphasage, dans le cas contraire seul l'excédent fractionnaire est mesurable. Le déphasage ne sera donc connu qu'à $k\pi$ près.

II. - MESURE DE L'INDICE DE REFRACTION APPROCHE D'UN MATERIAU - RELATIONS DE PHASES. -

Appelons ϕ_R la différence de phase (entre le té pris comme origine de phase et la ligne de mesure) pour le bras de référence et ϕ_M pour le bras de mesure.

Sans échantillon, nous pouvons écrire :

$\phi_R = \beta_g X_R$ (X_R longueur guidée du bras de référence)

$\phi_M = \beta_g X_M + \beta_o \ell$ (X_M longueur guidée du bras de mesure, ℓ distance entre cornets à l'air libre)

β_g et β_o sont les constantes de phase, respectivement guidée et à l'air libre.

Au niveau de la ligne de mesure, nous pouvons écrire :

$$\phi_R = \phi_M + k_1 \pi$$

donc :

$$\beta_g X_R = \beta_g X_M + \beta_o \ell + k_1 \pi \qquad (2\text{-}2)$$

Maintenant si nous mettons entre les cornets un échantillon introduisant un déphasage ϕ , nous aurons après un déplacement Δ_y (de la sonde du mesureur d'ondes stationnaires) pour obtenir le nouveau minimum.

$$\phi'_R = \beta_g (X_R + \Delta y)$$

$$\phi'_M = \beta_g (X_M - \Delta y) + \beta_o (\ell - e) + \phi$$

par conséquent, nous pouvons écrire :

$$\beta_g (X_R + \Delta y) = \beta_g (X_M - \Delta y) + \beta_o (\ell - e) + \phi + k_2 \pi \qquad (2\text{-}3)$$

En comparant les relations (2-2) et (2-3) on obtient :

$$\phi = 2 \beta_g \Delta y + \beta_o e + k\pi \qquad (2\text{-}4)$$

Cette relation simple permet d'obtenir l'indice approché de l'échantillon à étudier. En effet, si nous négligeons les réflexions multiples à l'intérieur de l'échantillon :

$$\phi = \beta e = \beta_o n e \qquad \text{donc :}$$

$$\beta_o n e = 2 \beta_g \Delta y + \beta_o e + k \pi$$

$$e (n-1) = 2 \Delta y \left(\frac{\beta_g}{\beta_o}\right) + \frac{k\pi}{\beta_o}$$

$$e (n-1) = 2 \Delta y \left(\frac{\lambda_o}{\lambda_g}\right) + k \frac{\lambda_o}{2} \qquad (2\text{-}5)$$

n est l'indice recherché, λ_g est la longueur d'onde guidée, mesurée à l'aide de la ligne de mesure (distance entre 2 minima $= \frac{\lambda_g}{2}$) et λ_o la longueur d'onde à l'air libre, mesurée à l'ondemètre ou directement calculée à partir de λ_g , par la relation {3} $\frac{1}{\lambda_o^2} = \frac{1}{\lambda_g^2} + \frac{1}{\lambda_e^2}$

λ_c étant la longueur d'onde de coupure du guide, égale à 2 fois la largeur du guide d'onde (7,11 cm) (λ_c = 14,22 mm pour les guides d'onde standard de la bande Q).

Reste alors à déterminer le facteur k entrant dans la relation (2-5). Pour celà il suffit de faire une seconde mesure sur un échantillon d'épaisseur différente puis de faire k = 1 , 2 , 3 , 4 , ... En comparant ensuite les résultats obtenus, nous levons l'indétermination. La concordance de deux résultats détermine d'une part la valeur exacte de la constante k pour chacune des mesures et, d'autre part, l'indice de réfraction approchée du matériau.

Nous devons cependant signaler que la valeur de l'indice ainsi déterminé peut s'éloigner de la valeur exacte de 10 % selon l'indice et l'épaisseur du diélectrique étudié, n'ayant pas pour établir la relation (2-5) tenu compte des réflexions multiples à l'intérieur de l'échantillon.

Nous reviendrons sur ce problème ultérieurement.

III. - AMELIORATION DU MONTAGE HYPERFREQUENCES DE BASE. -

Le montage tel qu'il est présenté schématiquement (figure 2-1) présente du point de vue hyperfréquences de gros inconvénients dus en particulier aux T.O.S.T. résiduels dans les différents bras.

Pour l'éliminer nous avons :

- 1°) Remplacé le té hybride qui ne présente qu'un découplage de 5 dB entre les différents bras, par un coupleur directif à 3 dB (PP 4090/3 Q) possédant un découplage de 36 dB.

- 2°) Encadré les différents éléments essentiels du montage (cornet, ligne de mesure, klystron etc.....) par des unilignes (PP 4420 Q).

- 3°) placé en arrière des cornets et autour du porte-échantillon des plaques anéchoïdes, pour éliminer les réflexions parasites qui pouvaient se faire sur les différentes parties métalliques du montage.

- 4°) Choisi et adapté les cornets émetteur et récepteur de manière à ce qu'ils donnent un faisceau d'ondes planes d'un diamètre le plus réduit possible et qu'ils présentent un coefficient de réflexion minimum.

Nous avons encore amélioré le montage en mettant un atténuateur variable (PP4130 Q) dans chacun des bras, ce qui permet de les équilibrer et d'obtenir des minima nuls.

Nous avons remplacé le galvanomètre par un microvoltmètre électronique GM 6020 et placé l'ondemètre après un coupleur directif à 10 dB, ce qui permet de mesurer la longueur d'onde par l'intermédiaire d'un cristal détecteur (1 N 26) relié au galvanomètre sans perturber les mesures.

Enfin, nous avons calculé la longueur optique des deux bras afin de limiter l'inconvénient d'une dérive en fréquence du klystron au cours des mesures {10} .

L'interféromètre ainsi réalisé est représenté figure 2-2.

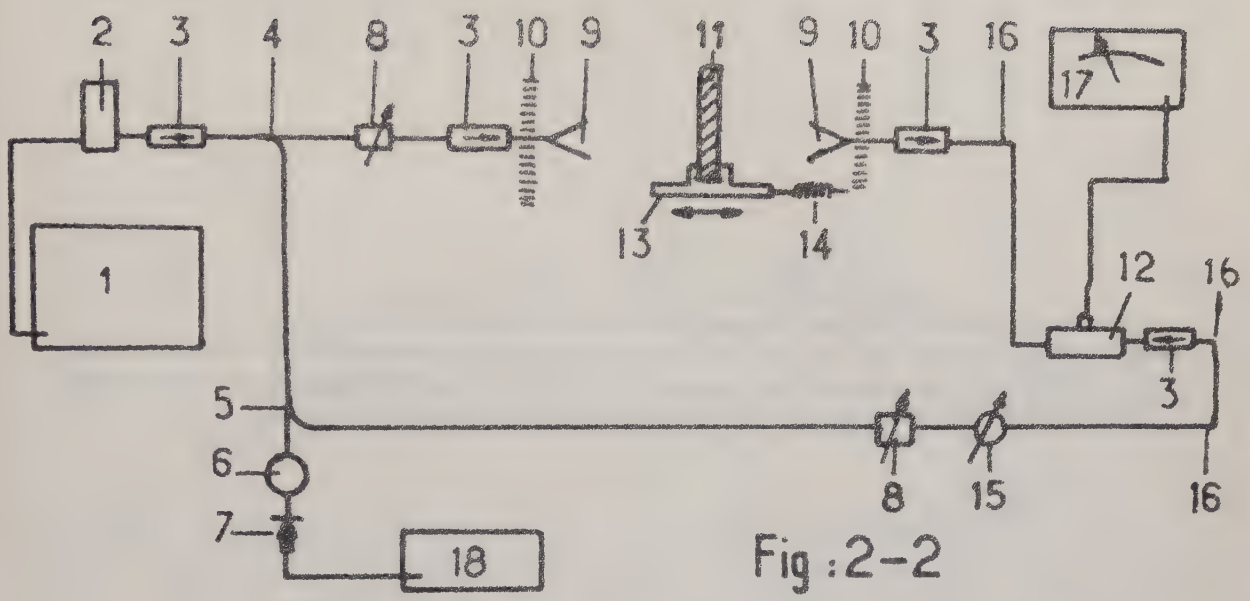


Fig : 2-2

1 - Alimentation klystron	7 - Cristal détecteur	13 - Porte échantillon
2 - Klystron	8 - Atténuateur variable	14 - Vis de réglage
3 - Uniligne	9 - Cornet	15 - Déphaseur
4 - Coupleur directif 3 dB	10 - Anéchoïde	16 - Coude
5 - Coupleur directif 10 dB	11 - Echantillon	17 - Microvoltmètre
6 - Ondemètre	12 - Ligne de mesure	18 - Galvanomètre

IV. - CHOIX ET ADAPTATION DES CORNETS. -

IV-1 : Etude des plans de phase :

Pour réaliser cette étude nous avons dû construire un montage auxiliaire. C'est un interféromètre dont le principe est le même que celui décrit précédemment, les modifications apportées sont de deux sortes :

- 1°) Nous avons réalisé une ligne de longueur variable (figure 2-3) constituée par 2 tronçons de guide 8 mm fendus et appliqués l'un sur l'autre

par un ressort à lame ; des vis de blocage permettent de fixer les guides dans une position donnee, un réglage fin est réalisé par un système vis et écrou, des pistons de court-circuit permettent d'adapter l'ensemble. Ce dispositif nous permet de déplacer le cornet émetteur à étudier suivant l'axe de propagation.

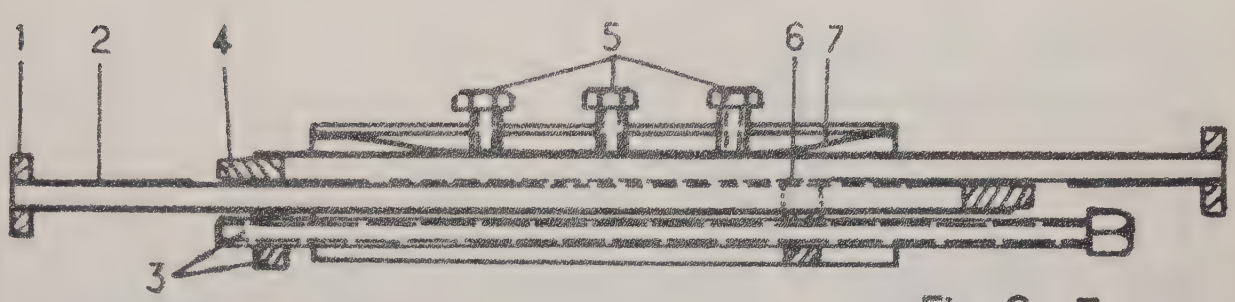
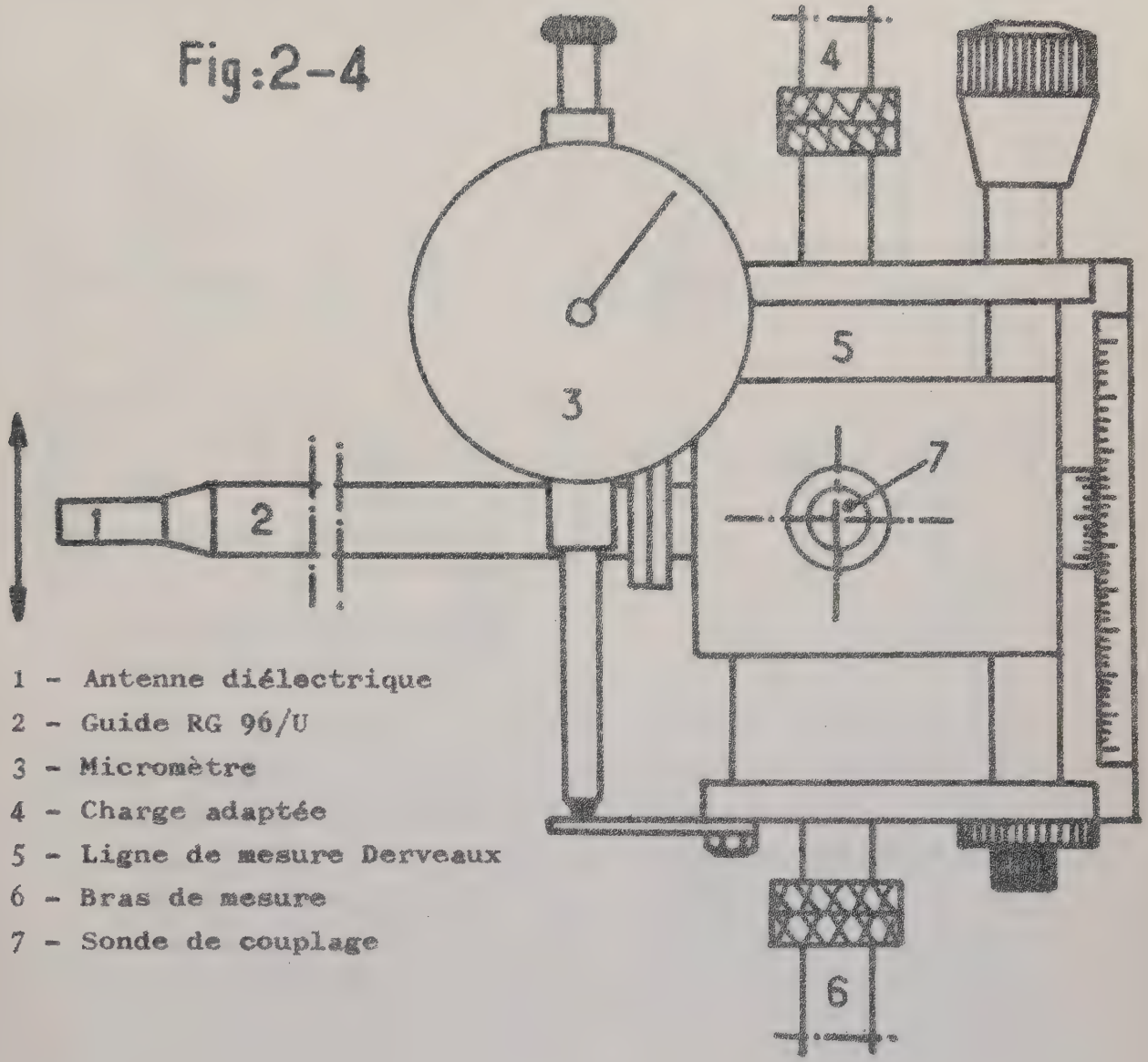


Fig: 2-3

1 - Bride (Z 880019)
2 - Guide RG 96/U
3 - Réglage fin
4 - Piston de court-circuit
5 - Vis de blocage
6 - Fente de couplage
7 - Lame de ressort

- 2°) Nous avons modifié une ligne de mesure Derveaux, figure 2-4, la terminaison cristal a été supprimée pour mettre à sa place un tronçon de guide de 10 cm de long. Celui-ci dont l'extrémité est affûtée en biseau reçoit en outre une antenne diélectrique {9} . Cet ensemble servira d'antenne receptrice et son déplacement (suivant l'axe perpendiculaire à l'axe de propagation) sera mesuré avec un comparateur au 1/100° de mm que nous avons installé sur la ligne de mesure.

Fig:2-4



1 - Antenne diélectrique
2 - Guide RG 96/U
3 - Micromètre
4 - Charge adaptée
5 - Ligne de mesure Derveaux
6 - Bras de mesure
7 - Sonde de couplage

Pour éliminer les défauts d'alignement qui entacheraient d'erreurs nos mesures, l'ensemble est monté sur un banc d'optique. D'autre part, des plaques anéchoïdes placées derrière le cornet émetteur et l'antenne réceptrice éliminent les différentes réflexions qui pourraient se produire sur

les pièces métalliques du montage. On trouvera le schéma de principe de cet interféromètre figure 2-5.

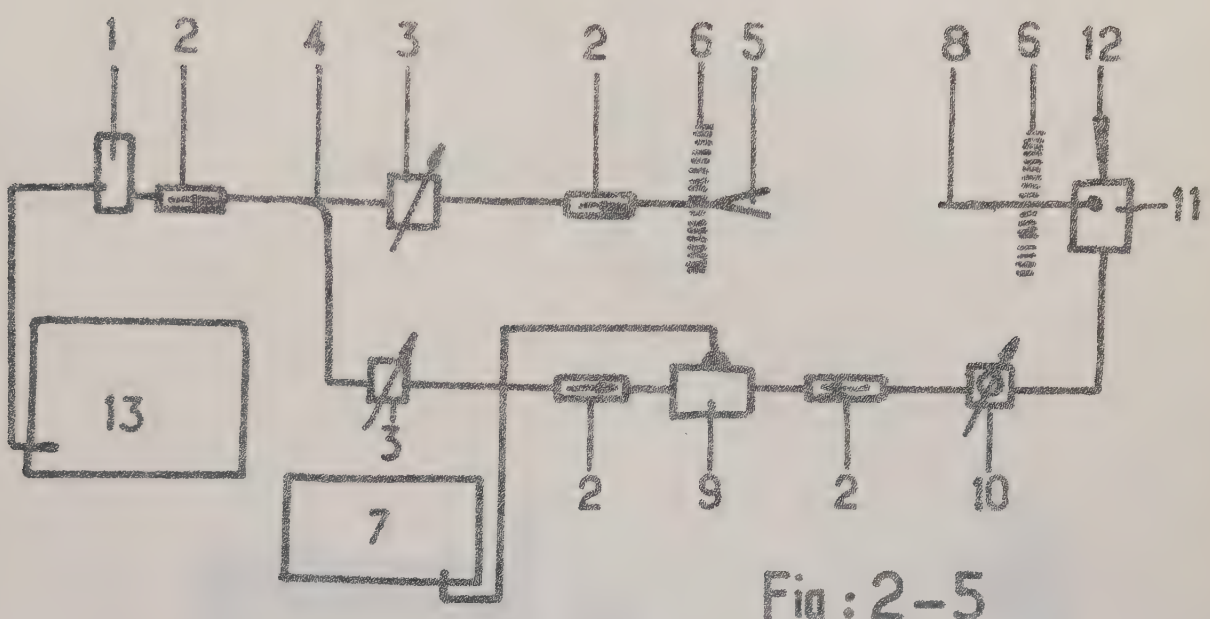


Fig : 2-5

1 - Klystron 55335
2 - Uniligne
3 - Atténuateur variable
4 - Coupleur directif 10 dB
5 - Cornet à étudier
6 - Anéchoïde
7 - Microvoltmètre
8 - Antenne réceptrice
9 - Ligne de mesure Philips
10 - Déphaseur
11 - Ligne de mesure Derveaux
12 - Charge adaptée
13 - Alimentation klystron

Compte tenu des caractéristiques données par les constructeurs, deux types de cornets nous ont paru intéressants à étudier. Il s'agit des cornets rectangulaires NARDA et des cornets circulaires C.S.F. avec et sans lentilles de correction de phase.

Les mesures de déphasage ont été effectuées à partir d'une ligne de mesure Philips servant de mélangeur (figure 2-5) et en suivant la position d'un minimum.

Nous avons ainsi tracé les courbes de phase pour différents plans

perpendiculaires à l'axe de propagation, la sonde réceptrice ayant son extrémite dans ce plan distant de D du cornet à étudier (figure 2-6 ; photo 2-1).

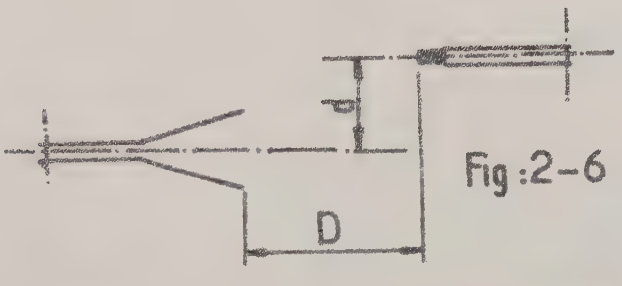


Fig :2-6

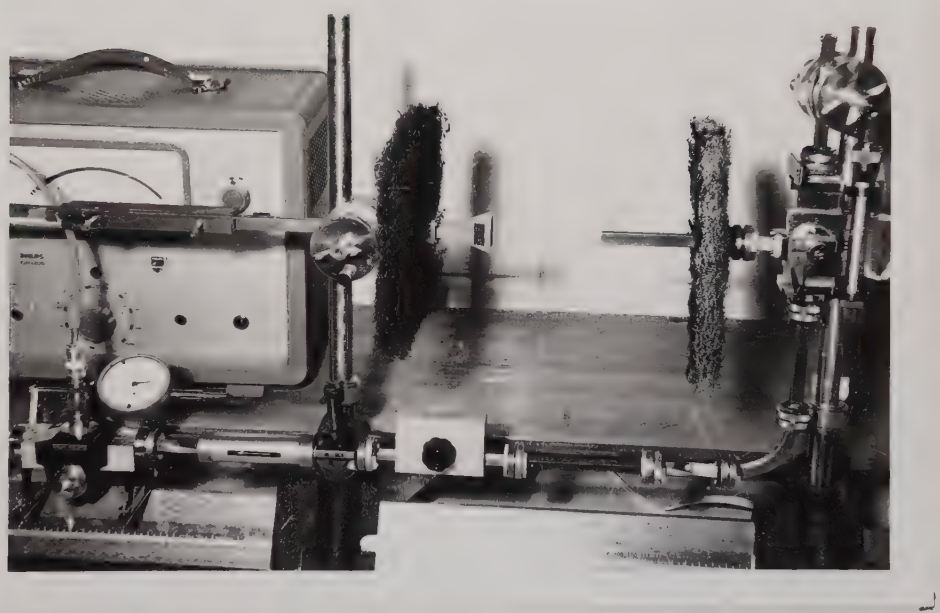


Photo 2-1

Les courbes ainsi relevées sont représentées figure 2-7.

Elles montrent la nette supériorité des cornets C.S.F. avec leurs lentilles à correction de phase, en ce qui concerne la planitude des ondes émises.

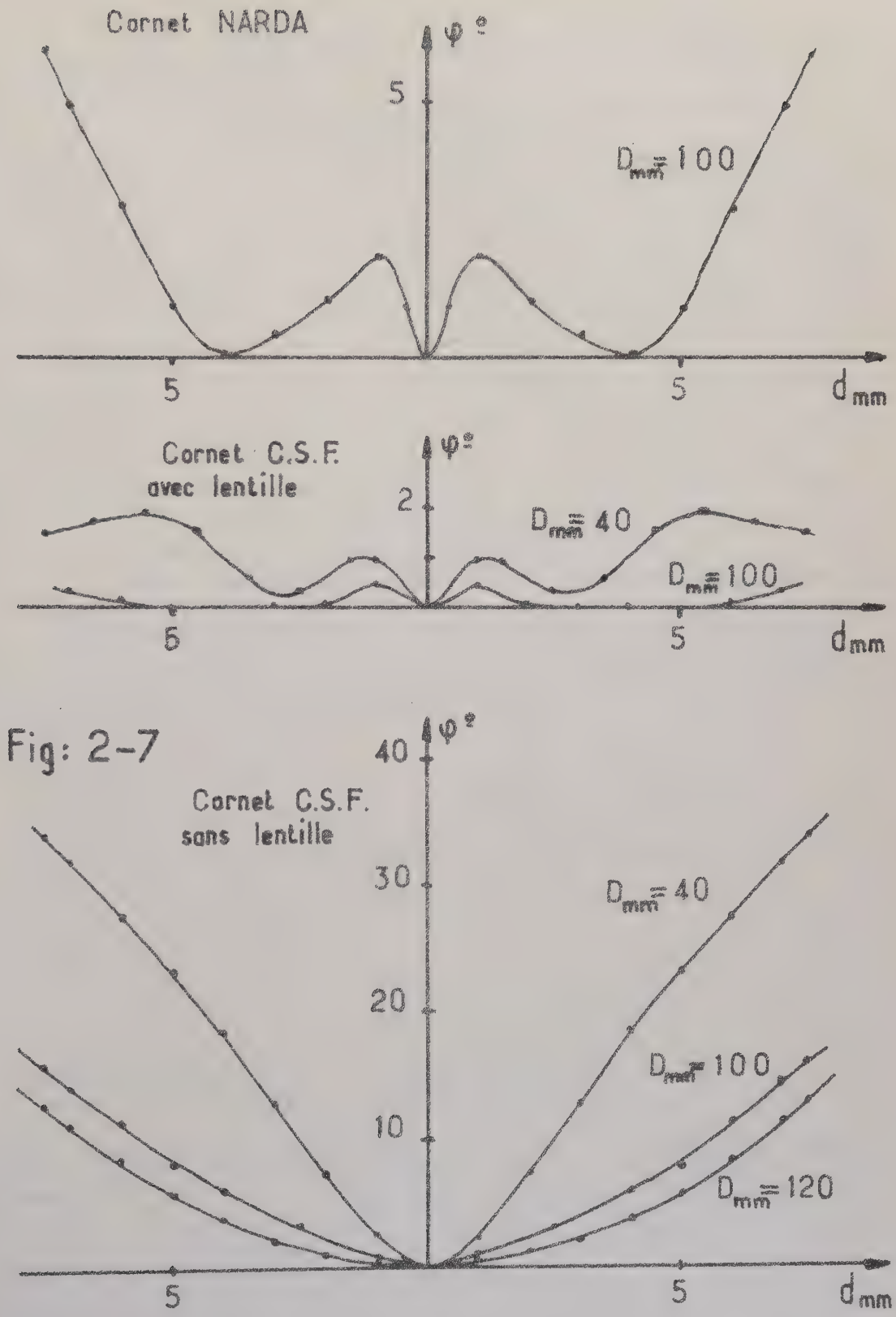

Cornet NARDA
φ°
5
D_{mm} = 100
5
5
d_{mm}
Cornet C.S.F.
avec lentille
φ°
2
D_{mm} = 40
D_{mm} = 100
5
5
d_{mm}
φ°
40
Cornet C.S.F.
sans lentille
30
D_{mm} = 40
20
D_{mm} = 100
10
D_{mm} = 120
5
5
d_{mm}

Fig: 2-7

IV-2 : Influence de la distance entre cornets, coefficient de réflexion des cornets, adaptation de ceux-ci.

IV-2-1 : Remplacement d'une épaisseur d'air par une longueur guidée géométriquement égale.

Pour faire cette étude, nous avons été amenés à modifier la branche réceptrice de l'interféromètre schématisé figure 2-2.

Nous nous sommes servis de la ligne de mesure Derveaux pour réaliser cette variation. En effet, si nous mettons à la place de l'antenne réceptrice de la figure 2-4 un coude, relié à un cornet, nous voyons que nous pouvons déplacer celui-ci ; parallèlement à la ligne principale de propagation dans le M.O.S. (mesureur d'ondes stationnaires). Nous remplaçons donc bien une longueur guidée par la même quantité à l'air libre, quand nous faisons varier la position de la sonde de la ligne de mesure.

Nous avons ainsi tracé les variations Δy de la position d'un minimun dans le mélangeur (M.O.S. Philips) en fonction de la variation Δx de l'épaisseur de la lame d'air entre les cornets. Nous avons fait ces mesures avec et sans échantillon pour :

- 1°) Cornets émetteur et récepteur : Cornets C.S.F. et leurs lentilles à correction de phase (figure 2-8);
- 2°) Cornet émetteur : Cornet NARDA
  Cornet récepteur : Cornet C.S.F. et sa lentille (figure 2-9).

Ces variations présentent des ondulations autour d'une droite moyenne de pente $p = -0,12$, qui correspondent au phénomène pur sans interaction entre les cornets. En effet, quand nous négligeons les réflexions multiples entre les cornets et si nous appelons :

x : la distance entre cornets,
Δx: la variation de cette distance,
X_M: la longueur de la partie guidée dans le bras de mesure,
X_R: la longueur de la partie guidée dans le bras de référence,
Δy: le déplacement d'un minimum dans le mélangeur.

Nous pouvons écrire :

$$\underbrace{\beta_g X_R}_{\text{chemin optique dans le bras de référence.}} = \underbrace{\beta_g X_M + \beta_o x + k\pi}_{\text{chemin optique dans le bras de mesure.}} \qquad (2\text{-}6)$$

qui devient après une variation Δx de l'épaisseur de la lame d'air entre les cornets :

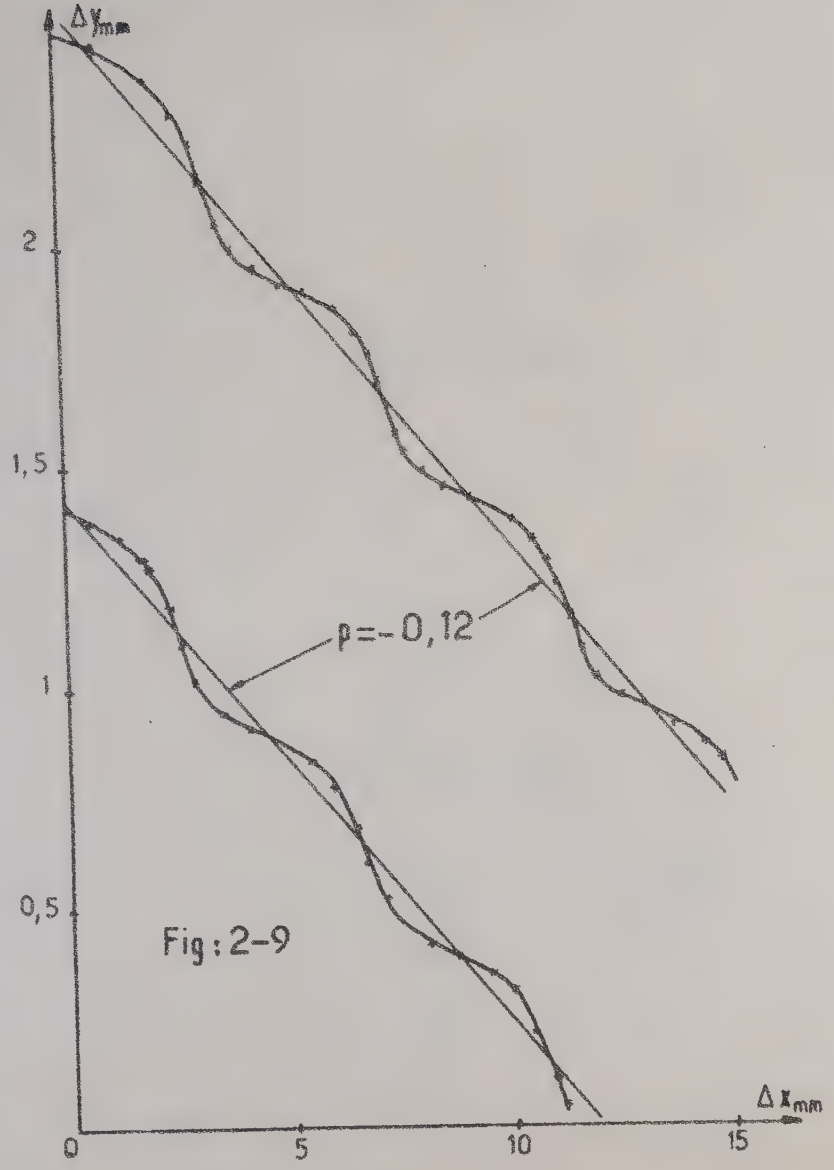


Fig: 2-9

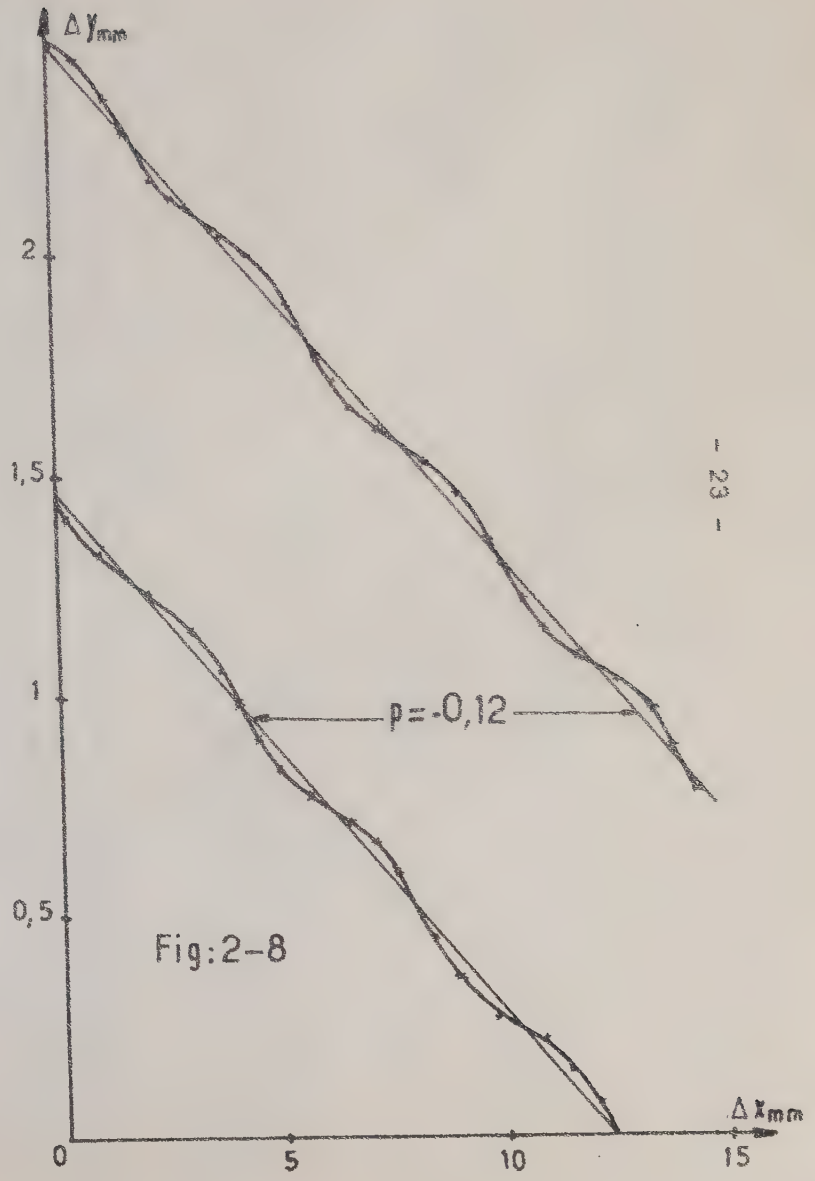


Fig: 2-8

$$\beta_g (X_R + \Delta y) = \beta_g (X_M + \Delta x - \Delta y) + \beta_o (x - \Delta x) + k\pi \quad (2\text{-}7)$$

en comparant (2-6) et (2-7) nous obtenons :

$$\frac{\Delta y}{\Delta x} = \frac{\beta_g - \beta_o}{2\,\beta_g} = \frac{\lambda_o - \lambda_g}{2\,\lambda_o} \quad (2\text{-}8)$$

dans nos expériences, nous avions : $\lambda_o \# 8{,}33$ mm et $\lambda_g \# 10{,}32$ mm, par conséquent :

$$p = \frac{\Delta y}{\Delta x} \qquad \frac{8{,}33 - 10{,}32}{2 \times 8{,}33} = - 0{,}12$$

qui est bien la valeur expérimentale de la droite moyenne.

Si maintenant nous interposons entre les cornets un matériau diélectrique d'épaisseur e et présentant un déphasage ϕ , nous devons pour en tenir compte ajouter $\phi - \beta_o e$, au second membre des équations (2-6) et (2-7). Nous voyons alors que le résultat final reste le même ; seule change la position de l'origine décalée de $\phi - \beta_o e$.

Les ondulations sont donc bien dues aux réflexions multiples entre les cornets émetteur et récepteur. Supposons que le cornet émetteur présente un coefficient de réflexion r_E et le cornet récepteur r_R . Nous pouvons schématiser l'ensemble comme l'indique la figure 2-10.

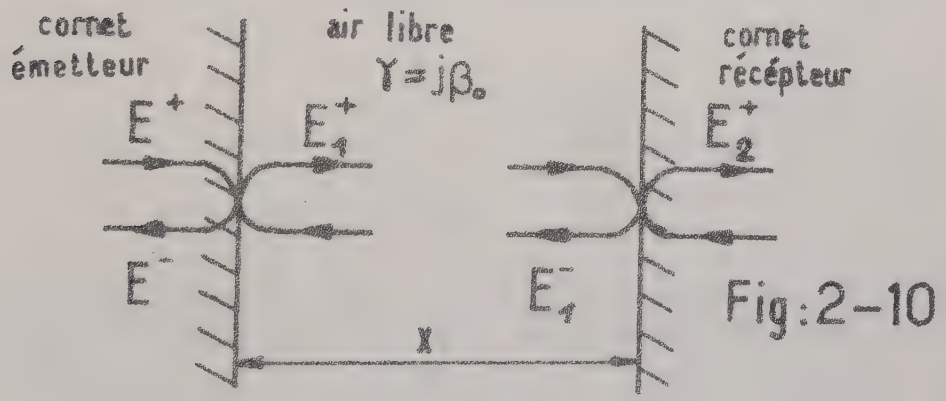


Fig : 2-10

Un calcul simple {11} permet alors d'écrire :

$$E_1^+ = (1 - r_E)\, E^+ + r_E r_R\, e^{-2j\,\beta_o x}\, E_1^+$$

$$E_2^+ = (1 - r_R)\, E_1^+\, e^{-j\beta_o x}$$

Le coefficient de transmission $T = E_2^+/E^+$ s'écrit :

$$T = \frac{(1+r_R)\,(1-r_E)\, e^{-j\beta_o x}}{1 - r_R r_E\, e^{-2j\beta_o x}} = \frac{(1+r_R)\,(1-r_E)}{e^{j\beta_o x} - r_R r_E\, e^{-j\beta_o x}}$$

$$T = \frac{(1 + r_R)\,(1 - r_E)}{(1-r_R r_E)\cos\beta_o x + j\,(1+r_R r_E)\sin\beta_o x}$$

Cherchons le module et l'argument en séparant partie réelle et partie imaginaire, nous obtenons :

$$\operatorname{tg}\phi_{(x)} = \frac{1 + r_R r_E}{1 - r_R r_E}\ \operatorname{tg}\beta_o x \qquad (2\text{-}10)$$

$$|T|^2 = \frac{(1+r_R)^2\ (1 - r_E)^2}{(1-r_R r_E)^2 \cos^2\beta_o x + (1+r_R r_E)^2 \sin^2\beta_o x} \qquad (2\text{-}11)$$

Quand nous faisons varier x l'équation (2-10) nous montre que le déphasage $\phi_{(x)}$ ne varie pas linéairement, mais ondule autour de la droite $\beta_o x$.

L'amplitude des ondulations dépend du rapport $\frac{1+r_R r_E}{1-r_R r_E}$, en particulier lorsque r_R ou $r_E = 0$ (cornet adapté) les ondulations s'annulent et $\phi_{(x)}$ varie linéairement avec x.

De plus, pour $\beta_o x = k\pi \quad x = k\frac{\lambda_o}{2}$, $\operatorname{tg}\beta_o x = 0 \Rightarrow \operatorname{tg}\phi_{(x)} = 0$. La

courbe ϕ coupe la droite $\beta_o x$ et $|T|^2 = \dfrac{(1+r_R)^2(1-r_E)^2}{(1-r_R r_E)^2}$ est maximum, la distance entre cornets est dite "anti- reflet" (figure 2-11).

Pour $\beta_o x = (2k+1)\dfrac{\pi}{2}$, $x = (2k+1)\lambda_o/4$, $\text{tg}\ \beta_o x = \infty = \text{tg}\ \phi_{(x)} = \infty$ la courbe $\phi_{(x)}$ coupera donc encore pour cette valeur la droite $\beta_o x$, et $|T|^2 = \dfrac{(1+r_R)^2(1-r_E)^2}{(1-r_R r_E)^2}$ sera minimum, la distance entre cornets est dite "Reflet" (figure 2-11).

Pour $\beta_o x = \dfrac{\pi}{4}$, $\text{tg}\ \beta_o x = \text{tg}\ \phi_1 = 1$ nous voyons que pour cette valeur $\text{tg}\ \phi_{(x)} = \dfrac{1+r_R r_E}{1-r_R r_E}$ le calcul des coefficients de réflexion des cornets est alors possible.

Calculons par cette même méthode le s coefficients de réflexion des cornets C.S.F. et NARDA.

Pour les cornets C.S.F. nous voyons figure 2-8 que l'amplitude des ondulations vaut 0,04 mm, alors que pour la solution hybride (cornet NARDA à la réception et C.S.F. à l'émission)figure 2-9 l'amplitude vaut 0,075 mm. Si nous appelons dy la valeur de cette amplitude, nous pouvons écrire :

$$\beta_g\, dy = \phi_{(x)} - \phi_1 \quad \text{or} \quad |\text{tg}\ \phi_1| = 1 \quad \left(\phi_1 = \frac{\pi}{4} + k\pi\right)$$

donc :

$$\text{tg}\ (\beta_g\, dy) = \left|\frac{\text{tg}\ \phi_{(x)} - \text{tg}\ \phi_1}{1 + \text{tg}\ \phi_{(x)}\ \text{tg}\ \phi_1}\right| = r_R r_E \neq \beta_g\, dy \qquad (2\text{-}12)$$

Dans le cas où nous utilisons les deux cornets C.S.F. nous avons $r_R = r_E = r$ la relation (2-12) s'écrit alors :

$$2\pi \times \frac{dy}{\lambda_g} = r^2 = \frac{6{,}283 \times 0{,}04}{10{,}33} = 0{,}0243$$

qui conduit à $|r| \neq 0{,}156$.

Dans le cas de la solution hybride nous avons $r_R = r_N$ (coefficient de réflexion des cornets NARDA) et $r_E = r = -0{,}156$ (coefficient de réflexion des cornets C.S.F.) alors :

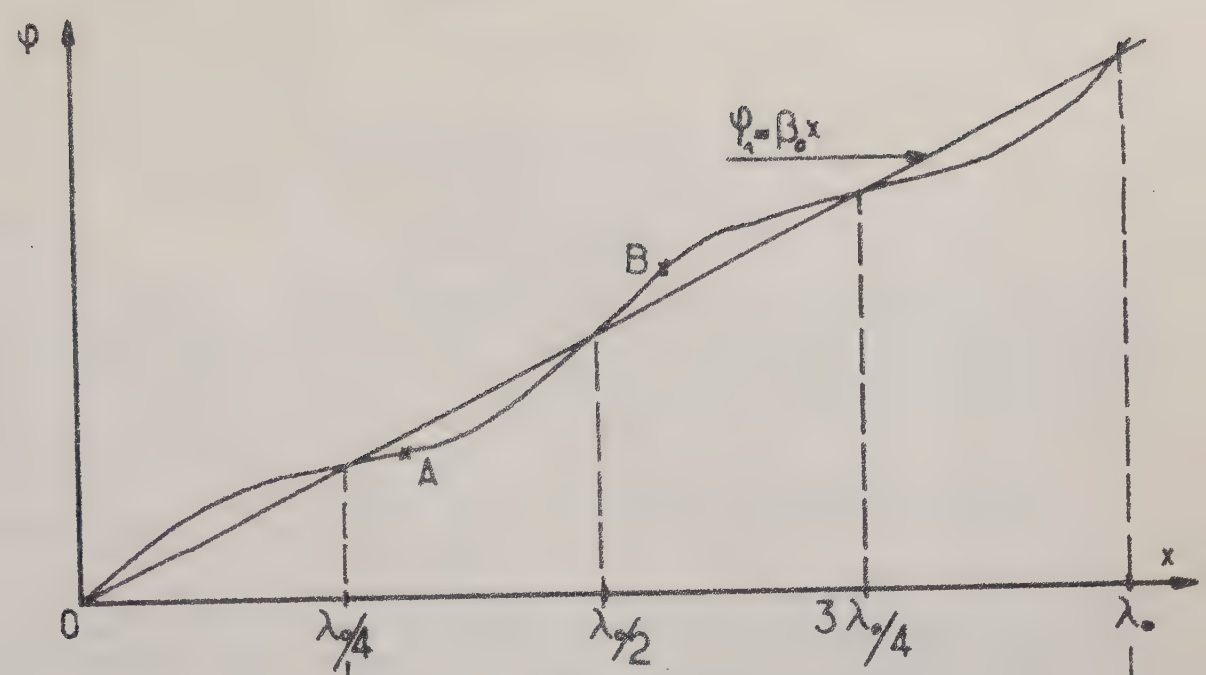
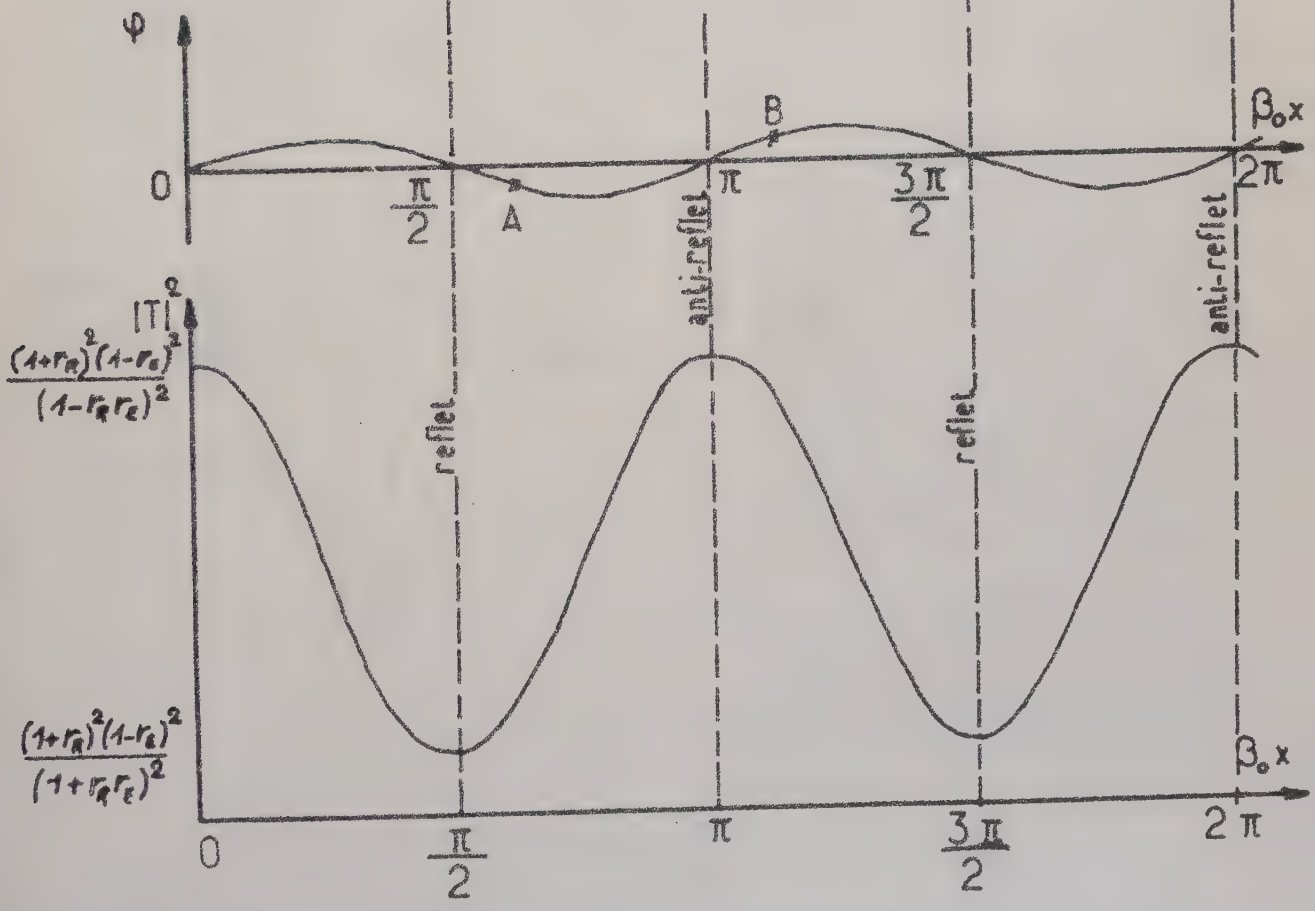

φ
φ₁ = β₀x
B
A
x
0
λ₀/4
λ₀/2
3λ₀/4
λ₀

Fig: 2 -11


φ
B
β₀x
0
π/2
A
π
3π/2
2π
anti-reflet
anti-reflet
reflet
reflet
|T|²
(1+r_R)²(1-r_ε)² / (1-r_R r_ε)²
(1+r_R)²(1-r_ε)² / (1+r_R r_ε)²
β₀x
0
π/2
π
3π/2
2π

$$\beta_g \, dy \approx r_N$$

donc :

$$\frac{6,283 \times 0,075}{10,33} \approx - 0,156 \, r_N$$

qui donne

$$r_N \approx - 0,292$$

L'analyse de ces résultats, associée à l'étude des plans de phase (figure 2-7) nous montre la supériorité des cornets C.S.F., avec leurs lentilles à correction de phase tant du point de vue adaptation ($|r| < |r_N|$ que du point de vue planitude des ondes émises. Nous les choisirons donc pour réaliser notre montage définitif.

IV-2-2 : Variation de l'épaisseur de la lame d'air, la longueur guidée restant contante .

La méthode que nous venons de décrire présente l'inconvénient d'une grande perte de puissance due au couplage par sonde dans la ligne de mesure Derveaux. Nous avons donc cherché à réaliser une méthode plus sensible afin de vérifier les résultats obtenus au paragraphe précédent {11,12}.

Nous avions à cet effet remplacé la ligne de mesure Derveaux par des guides souples (8 mm) de fabrication anglaise, mais ceux-ci présentent l'inconvénient de faire varier la puissance et la phase de l'onde quand on modifie leur rayon de courbure. Finalement nous avons opté pour la solution simple suivante :

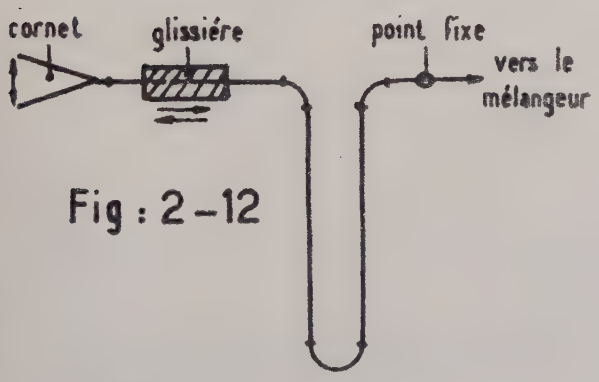


Fig : 2-12

Deux longueurs de 1 m de guide 8 mm (RG 96/u) sont réunies entre elles par l'intermédiaire de deux coudes E. Le "trombone" ainsi réalisé possède une très grande souplesse ; une de ses extrémités est fixée au bâti (figure 2-12) alors que l'autre extrémité est réunie au cornet récepteur et peut se mouvoir suivant l'axe de propagation par l'intermédiaire d'une glissière et d'un système vis et écrou.

Les déplacements sont mesurés à l'aide d'un micromètre au 1/100 de mm. Ce dispositif simple permet de faire varier la distance entre cornets sans apporter d'erreurs

aux déphasages mesurés, pour des variations allant jusqu'à 50 mm. Nous avons ainsi réalisé un excellent déphaseur et le gain de puissance obtenu est considérable (facteur 100) par rapport au système utilisé au paragraphe précédent. Il donne une plus grande sensibilité à cet ensemble.

Nous avons refait avec ce dispositif l'étude des cornets C.S.F. (qui nous avaient donné les meilleurs résultats) et nous avons tracé (figure 2-13) comme dans les études précédentes la variation Δy de la position d'un minimum dans le mélangeur (ligne de mesure Philips) en fonction de la variation Δx de l'épaisseur de la lame d'air entre les cornets.

La comparaison des figures 2-8 et 2-13 nous montre que la périodicité, ainsi que les ondulations des courbes $\Delta y = f(x)$ sont les mêmes, ce qui justifie que seul le coefficient de réflexion r des cornets est en cause, confirmant le calcul du paragraphe précédent.

Il est à noter cependant que la pente de la droite moyenne $(p = \frac{\Delta y}{\Delta x})$ qui valait - 0,12 , vaut maintenant - 0,62 , la justification en est simple. En effet, si nous négligeons les réflexions multiples entre les cornets et en opérant comme nous l'avons fait précédemment, nous pouvons écrire :

$$\underbrace{\beta_g X_R}_{\text{Chemin optique dans le bras de référence.}} = \underbrace{\beta_g X_M + \beta_o x + k\pi}_{\text{Chemin optique dans le bras de mesure}}$$

et lorsque nous diminuons de Δx la distance entre les cornets nous avons :

$$\beta_g (X_R + \Delta y) = \beta_g (X_M - \Delta y) + \beta_o (X - \Delta x) + k\pi \qquad (2\text{-}14)$$

La comparaison des équations (2-13) et (2-14) conduit alors à :

$$-\beta_o \Delta x = 2\beta_g \Delta y \quad \text{donc :}$$

$$p = \frac{\Delta y}{\Delta x} = -\frac{\beta_o}{2\beta_g} = -\frac{\lambda_g}{2\lambda_o} \qquad (2\text{-}15)$$

soit :

$$p = -\frac{10,32}{2 \times 8,33} = -0,62$$

qui correspond bien à la pente de la droite moyenne de la courbe relevée (figure 2-13).

IV-2-3 : Elimination de l'influence des réflexions multiples entre cornets sur les mesures.

Revenons à la figure 2-11 et considérons les points A et B ;

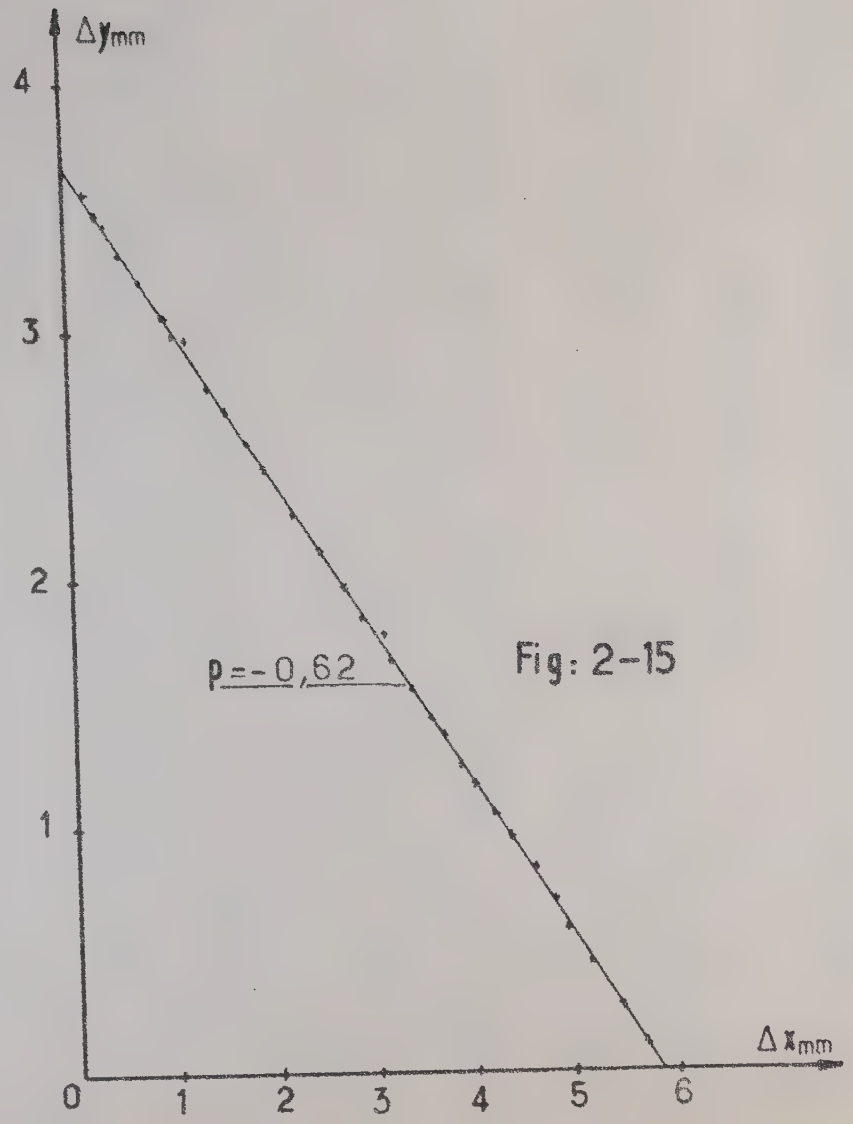


Fig: 2-15

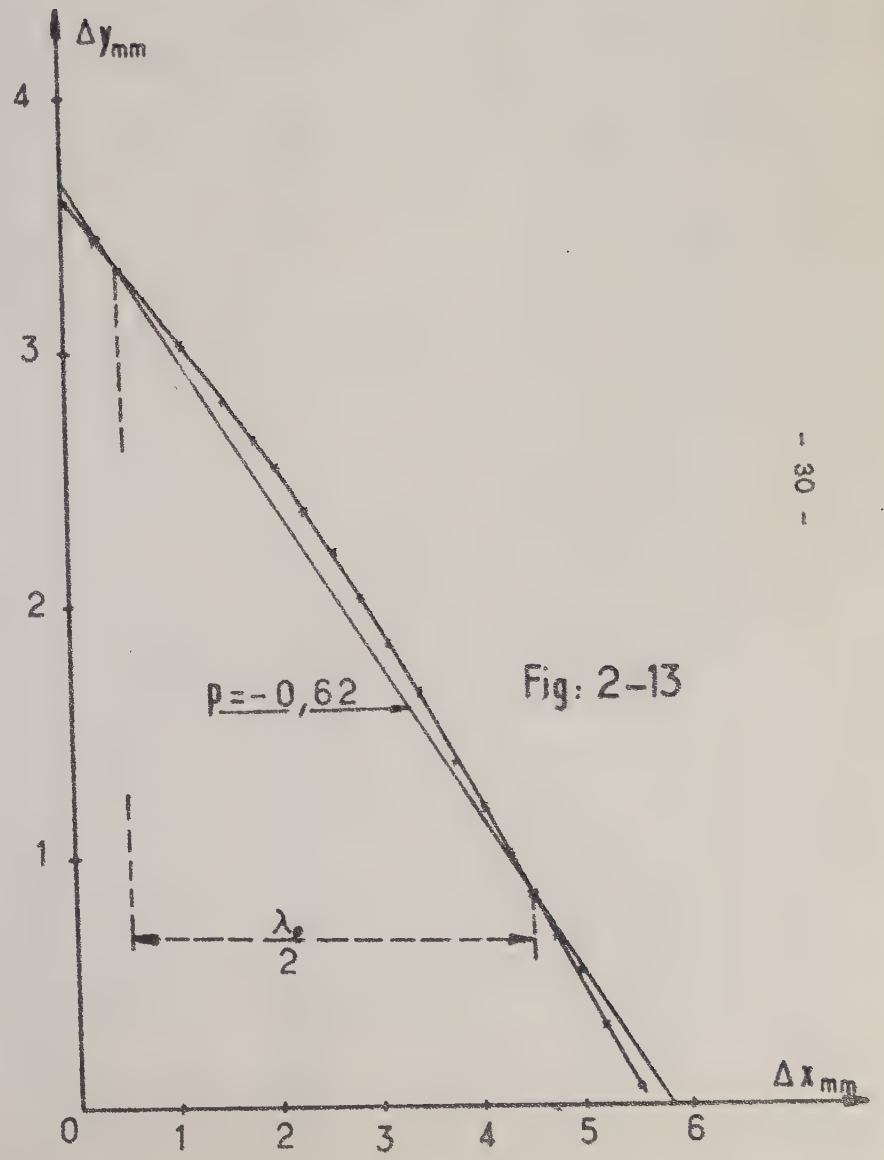


Fig: 2-13

ils sont distants de $\pi/2$ et également distants de la droite moyenne $\phi_1 = \beta_o x$

par conséquent : $\frac{\phi_A + \phi_B}{2} = \phi_1 \left(\frac{x_A + x_B}{2} \right) = \beta_o \frac{x_1 + x_2}{2}$ nous revenons ainsi à un point de la courbe ϕ_1 qui est indépendante des interactions entre les cornets.

Sur le plan pratique il suffira de faire deux mesures entre les points A et B tels que :

$$\beta_o x_A - \beta_o x_B = \frac{\pi}{2}$$

soit : $$x_A - x_B = \frac{\pi}{2} \frac{\lambda_o}{2\pi} = \frac{\lambda_o}{4}$$

quant aux mesures du module du coefficient de transmission, nous voyons que lorsque les deux cornets sont identiques ($r = r_E = r_R$), nous avons pour une distance entre cornets anti-reflet :

$$|T|^2 = \frac{(1+r_R)^2(1-r_E)^2}{(1-r_R r_E)^2} = \frac{(1-r^2)^2}{(1-r^2)^2} = 1$$

L'influence des réflexions multiples m'intervient pas en ce point sur le module du coefficient de transmission. Sur le plan pratique, il suffira alors de chercher le point où le coefficient de transmission est maximum (en l'absence d'échantillon diélectrique entre les cornets). Nous verrons plus loin comment opérer quand un diélectrique est placé dans le bras de mesure.

IV-2-4 : Adaptation des cornets .

Une étude des cornets C.S.F. qui sont associés à leur lentille à correction de phase (figure 2-14) en fonction de la fréquence, a montré des variations assez importantes de $|T|^2$, sans toutefois descendre pour la bande du klystron utilisé au dessous de 0,975 pour une fréquence de 35.150 MHz.

Compte tenu de la conception même des lentilles (figure 2-14), nous avons pensé qu'il était possible d'améliorer leur adaptation en jouant sur leur épaisseur, ce qui ne présente pas de grosses difficultés ; leurs faces internes étant planes. Nous pouvions soit diminuer au tour l'épaisseur des lentilles, soit au contraire ajouter des rondelles de téflon (même matériau que les lentilles) pour augmenter leur épaisseur. Nous avons préféré cette dernière solution qui présentait l'avantage de laisser intactes les lentilles d'origine.

Nous avons donc taillé dans des rubans de téflon de faible épaisseur (2,3,5 et 10 dixièmes de mm) des disques de 41 mm . Les rondelles ainsi réalisées, s'adaptent parfaitement à la face plane des lentilles, contre laquelle elles sont serrées par l'emboîtage du cornet.

Après de très nombreux essais et désirant avoir pour chaque

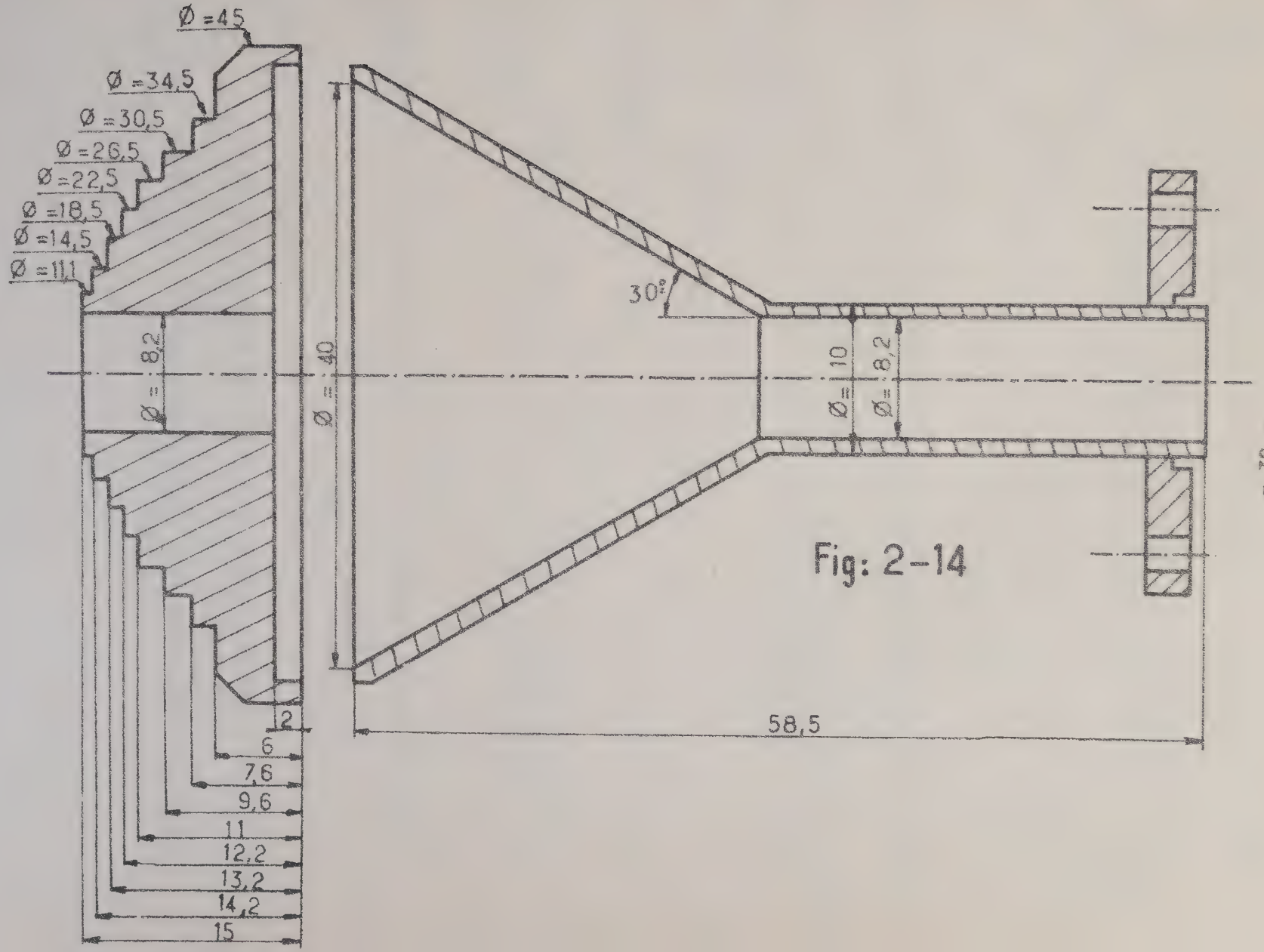

Ø =45
Ø =34,5
Ø =30,5
Ø =26,5
Ø =22,5
Ø =18,5
Ø =14,5
Ø =11,1
8,2
Ø =
Ø = 40
30°
Ø = 10
Ø = 8,2
2
6
7,6
9,6
11
12,2
13,2
14,2
15
58,5

Fig: 2-14

cornet un minimum de rondelles additionnelles, nous avons dû abandonner les épaisseurs commerciales et diminuer l'épaisseur des rondelles de 1 mm à l'aide d'un touret abrasif. Par cette méthode et en faisant une étude systématique en fonction de l'épaisseur et de la fréquence, nous avons obtenu une adaptation quasi parfaite, en associant deux rondelles d'épaisseur 72 et 73 centièmes de mm à une lentille. Nous avons d'ailleurs retrouvé rigoureusement les mêmes épaisseurs pour l'adaptation des lentilles des deux cornets.

L'ensemble des deux cornets ainsi réalisé nous a donné des variations $|T|^2 = f(\beta_o x)$ (figure 2-11) de 1 %, ce qui conduit à :

$$\frac{1 - r^2}{1 + r^2} = 0{,}99 \quad \text{soit} \quad |r| \simeq 0{,}05$$

On gagne donc un facteur 2 sur r par rapport à ce que nous avions précédemment. D'autre part cette adaptation reste valable de 33,7 à 33,9 GHz donc sur une plage relativement grande ($8{,}85 < \lambda_o < 8{,}902$).

Nous avons par ailleurs cherché à voir si des résidus d'ondulation persistaient sur les courbes $\phi = f(\beta_o x)$ en opérant comme nous l'avons indiqué au paragraphe précédent. Les courbes obtenues sont parfaitement linéaires (figure 2-15).

Justifions-le par le calcul :

Nous avons vu que:

$$\operatorname{tg} \phi = \frac{1 + r^2}{1 - r^2} \operatorname{tg} \beta_o x$$

ce qui donne pour $|r| \simeq 0{,}05$.

$$\operatorname{tg} \phi \simeq 1{,}005 \operatorname{tg} \beta_o x$$

L'erreur maximum sur ϕ obtenue pour $\beta_o x = (2k+1)\frac{\pi}{4}$ est donc de 8' d'où et en opérant comme nous l'avons fait au paragraphe IV-2-1, nous obtenons :

$$dy \simeq 0{,}008 \text{ mm}$$

correspondant encore à une variation Δx de la distance entre les cornets donnée par :

$$\beta_o \Delta x = \Delta\phi \Rightarrow \Delta x = \frac{\Delta\phi^\circ \times \lambda_o}{360} = 3.10^{-3} \text{ mm}$$

pour $\lambda_o = 8{,}87$ mm.

Ces variations sont donc bien négligeables et impossibles à mesurer (inférieures aux erreurs de mesure ± 2/1000 de mm).

L'adaptation des lentilles à correction de phase a donc apporté une nette amélioration et permet de négliger dans les mesures les interactions cornet - cornet, pratiquement inexistantes.

V. - AUGMENTATION DE LA SENSIBILITE. -

Une étude très complète, sur les mesures par sonde dans un mesureur d'ondes stationnaires [4] montre les nombreuses causes d'erreurs qui peuvent entâcher les mesures de phase et les mesures du T.O.S.T. . Par ailleurs la détection par une sonde (devant pénétrer le moins possible dans le guide d'onde) a un rendement très mauvais.

Nous avons donc été amenés à utiliser comme mélangeur une jonction hybride L.T.T. 6T 61.

Ce circuit hybride à quatre voies permet l'" équipartage" en deux voies d'une energie incidente et l'isolement de la 4ème voie. Il permet donc en particulier la réalisation d'un mélangeur hyperfréquences (symétrique ou non) dans lequel la voie de réception est isolée. Les quatre voies sont dans le même plan (plan H).

Les procès-verbaux d'essais fournis par le constructeur donne un découplage de l'ordre de 30 dB et un équipartage de ± 0,2 dB. Ces valeurs dépendent cependant quelque peu de la fréquence.

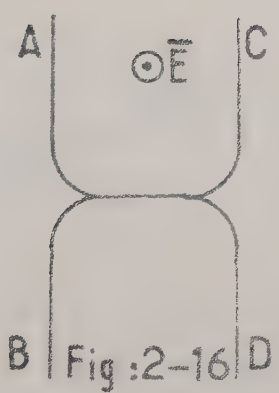


Fig :2-16

Les ondes incidentes à l'entrée de la jonction hybride (figure 2-16) s'expriment par [13 , 14 , 15].

$$\overline{E(A)} = E(A) \cos(\omega t - \phi_A)$$

$$\overline{E(B)} = E(B) \cos(\omega t - \phi_B)$$

dans une telle jonction nous avons d'autre part :

$$\overline{E(C)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\overline{E(A)} + \overline{E(B)}\right]$$

$$\overline{E(D)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\overline{E(A)} - \overline{E(B)}\right]$$

La construction de Fresnel nous donne alors (figure 2-17) :

$$|E(C)|^2 = \frac{1}{2}\left[E^2(A) + E^2(B)\right] + E(A)E(B)\cos\theta$$

$$|E(D)|^2 = \frac{1}{2}\left[E^2(A) + E^2(B)\right] - E(A)E(B)\cos\theta$$

où θ représente le déphasage entre $\overline{E(A)}$ et $\overline{E(B)}$.

Le montage que nous avons adopté est asymétrique c'est-à-dire que nous ne travaillons qu'avec un seul cristal placé en C. En D nous plaçons une charge adaptée.

D'autre part, nous travaillerons toujours en bas niveau c'est-à-dire en détection quadratique. Dans ces conditions la tension lue sur le microvoltmètre sera proportionnelle à $|E(C)|^2$, et obéira à une loi

sinusoïdale de périodicité 2π . De plus si à l'aide d'un atténuateur nous équilibrons les deux voies de manière à ce que $E(A) = E(B)$ nous aurons des minima nuls, les maxima valant $E^2(A)$.

Nous avons vu au paragraphe IV-2-2 que la méthode utilisée pour faire varier l'épaisseur de la lame d'air, pouvait constituer le principe d'un excellent déphaseur. Dans ce dispositif le déphasage obtenu pour un déplacement Δx du cornet est $\Delta\phi = \beta_o \Delta x = \frac{2\pi}{\lambda_o} \Delta x$.

La périodicité de la tension étant comme nous venons de le voir 2π, les minima successifs seront obtenus pour des déplacements $\Delta x = \lambda_o$ du cornet. Ce déplacement correspondra à une frange interférométrique.

VI. - STABILISATION DE LA FREQUENCE. -

VI-1 : Etude de la longueur à donner aux bras de l'interféromètre :

Soit X_R la longueur du bras de référence, X_M la longueur du bras de mesure en propagation guidée et ℓ la distance entre cornets.

Le déphasage des deux ondes au niveau du mélangeur est {10} :

$$\phi = \beta_g (X_R - X_M) - \beta_o \ell \qquad (2\text{-}16)$$

Voyons ce qu'il se passe quand il se produit une variation de fréquence. Pour celà dérivons la relation (2-16) par rapport à f ; il vient :

$$\frac{\partial\phi}{\partial f} = \frac{\partial\beta_g}{\partial f} (X_R - X_M) - \frac{\partial\beta_o}{\partial f} \ell$$

$$\frac{\partial\beta_g}{\partial f} = 2\pi \frac{\partial(\lambda_g^{-1})}{\partial f} \quad \text{et} \quad \frac{\partial\beta_o}{\partial f} = 2\pi \frac{\partial(\lambda_o^{-1})}{\partial f}$$

mais {3} :

$$\frac{1}{\lambda_o^2} = \frac{1}{\lambda_c^2} + \frac{1}{\lambda_g^2}$$

donc puisque $\lambda_c = 2b = Cte$, on a :

$$\frac{\partial\lambda_o}{\lambda_o^3} = \frac{\partial\lambda_g}{\lambda_g^3}$$

donc :

$$\frac{\partial \phi}{\partial f} = 2\pi \left(X_R - X_M\right) \frac{\partial \left(\lambda_g^{-1}\right)}{\partial f} - \ell \frac{\partial \left(\lambda_o^{-1}\right)}{\partial f}$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial f} = 2\pi \left(X_R - X_M\right) \frac{\partial \left(\lambda_g\right)}{\lambda_g^2 \, \partial f} - \ell \frac{\partial \left(\lambda_o^{-1}\right)}{\partial f}$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial f} = 2\pi \left(X_R - X_M\right) \lambda_g \frac{\partial \lambda_o}{\lambda_o^3 \, \partial f} - \ell \frac{\partial \lambda_o}{\lambda_o^2 \, \partial f}$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial f} = 2\pi \frac{\partial \lambda_o}{\lambda_o^2 \, \partial f} \left[\left(X_R - X_M\right) \frac{\lambda_g}{\lambda_o} - \ell\right]$$

or , $\frac{1}{\lambda_o} = \frac{f}{c}$ donc $\frac{\partial \lambda_o}{\lambda_o^2} = \frac{\partial f}{c}$

et par conséquent :

$$\frac{\partial \phi}{\partial f} = \frac{2\pi}{c} \left[\left(X_R - X_M\right) \frac{\lambda_g}{\lambda_o} - \ell\right] \qquad (2\text{-}17)$$

Cette relation nous montre que si

$$\left(X_R - X_M\right)\lambda_g = \ell \, \lambda_o \quad , \frac{\partial \phi}{\partial f} = 0 \quad \text{donc} \quad \phi(f) = C^{te}.$$

Une faible variation de fréquence n'entraîne aucune variation de phase. Si $X_R \, \lambda_g = X_M \, \lambda_g + \ell \, \lambda_o$ (2-18)

A l'aide de composants hyperfréquences et de longueurs de guide de dimension convenable nous nous sommes efforces de réaliser au mieux cette égalité.

VII-2 : Alimentation du klystron :

La longueur des bras de l'interféromètre étant réglée pour des positions moyennes des cornets et en l'absence d'échantillon, nous voyons que lorsque nous interposons dans la partie à l'air libre différents matériaux modifiant le chemin optique du bras de mesure (seul l'excédent fractionnaire du déphasage étant rattrapé par déplacement du cornet récepteur), la relation (2-18) n'est plus vérifiée. Nous avons donc cherché à éliminer les causes extérieures d'une variation éventuelle de la fréquence.

Pour celà, nous avons remplacé l'alimentation du klystron (COTELEC T. 251) en notre possession par une alimentation stabilisée SODILEC (TAK03), dont la stabilité de la tension cathode est de 2. 10^{-4}, et celle des tensions réflex et de grille 10^{-4} pour des variations de ± 10 % du réseau. De plus la tension de chauffage (stabilisée à 1 %) peut être réglée progressivement. Ce dernier dispositif permet de prolonger dans de grandes proportions la durée de vie d'un klystron (>1.000 heures).

Cette alimentation nous permet donc, du moins après un certain temps de fonctionnement du klystron (environ 1 H. 30) , nécessaire pour qu'il prenne son équilibre thermique, une bonne stabilité en fréquence. Les principales variations de celle-ci étant dues aux variations de la tension réflex.

VI-3 : Stabilisation de fréquence :

Bien que nous ayons pris,comme nous venons de le voir, de multiples precautions pour éviter les dérives en fréquence du klystron, il nous a paru bon de réaliser une stabilisation de fréquence, qui présente les avantages suivants :

- 1°) Elle permet de faire des mesures sans attendre 1 H 30 de chauffage (1/2 heure suffit) ;

- 2°) Elle permet de faire toute une série de mesures sans être obligé de refaire la mesure de référence (sans échantillon après chacune d'elle),

- 3°) Elle rend la fréquence insensible aux variations de la température de la pièce, aux courants d'air etc... qui peuvent perturber l'équilibre thermique du klystron, si l'on prend soin d'isoler thermiquement la cavité de référence.

Le principe est le suivant :

Il s'agit de comparer la fréquence du klystron à la fréquence de résonance d'une cavité électromagnétique.

Celle-ci montée en dérivation sur le banc hyperfréquence doit avoir un fort coefficient de surtension {16 , 17} . Nous avons choisi une cavité LTT 6T 31 qui possède un facteur de surtension de 10.000, et qui par surcroît est réalisée en invar , ce qui limite la dérive de la fréquence de référence, que peuvent occasionner les variations de la température ambiante. Cette cavité fonctionne par transmission suivant le mode TE 013, à la résonance sa transmission est de 6 dB.

La partie électronique réalisée par Claude MARZAT, est décrite dans son mémoire {24} . Il s'agit d'un montage transistorisé, où le modulateur hyperfrequences de POUND {16 , 17} est remplacé par un modulateur électronique dérivé de celui de P. JUNG {18}.

Ce modulateur fonctionnant à une fréquence de 10 kHz possède 2 sorties. L'une sert à moduler très faiblement l'amplitude de la tension réflex donc la fréquence du klystron. L'autre sert de référence à la dé-

tection synchrone après avoir été amplifiée.

La fréquence du klystron ainsi modulée, est comparée à la fréquence fixe f_o de la cavité de référence qui fait discriminateur. La tension d'erreur modulée à 10 kHz, est recueillie par un cristal détecteur, puis amplifiée, elle est envoyée à la détection synchrone, qui la comparera au signal de référence. Un signal d'erreur continu en est extrait. Celui-ci, appliqué à la tension réflex du klystron, établit l'égalité de la fréquence centrale du klystron avec la fréquence de référence de la cavité.

Le schéma de principe de la stabilisation est représenté figure 2-18.

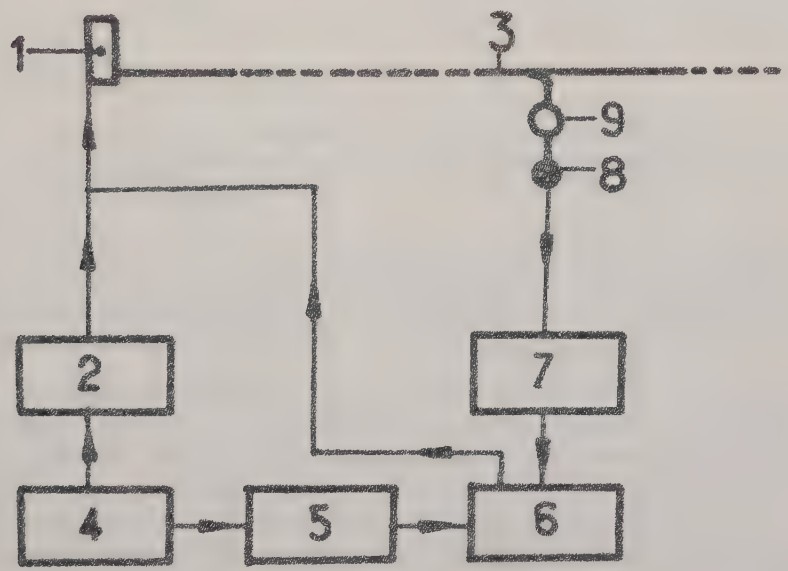


Fig : 2-18

1 - Klystron 55335
2 - Alimentation stabilisée
3 - Montage hyperfréquence
4 - Modulateur (10 kHz)
5 - Amplificateur séparateur
6 - Détection synchrone
7 - Amplificateur séparateur
8 - Cristal détecteur 1N53 C
9 - Cavité de référence

Bien que de nombreuses stabilisations de fréquences de ce type aient été déjà réalisées au Laboratoire {19 à 23} en 3 cm, la transposition en 8 mm est délicate, compte tenu des isolements à prévoir dans la réalisation pratique (différence de potentiel entre anode et réflex 2500 V).

Cette stabilisation permet de faire varier rapidement la tension réflex, sur toute la gamme de son réglage fin (5 volts) sans décrochage de la fréquence.

VII. - REALISATION ET CONTROLE DES "DIAPHRAGMES TUBULAIRES".-

VII-1 : Réalisation pratique :

Une étude faite au Laboratoire {25} a montré que la largeur du lobe d'émission des cornets C.S.F. est de 9° à 3 dB, de plus la planitude des surfaces équiphases est parfaite sur une largeur de 6cm à une distance de 35 cm du cornet émetteur.

Nous avons donc été amenés :

- 1°) à augmenter la distance entre les cornets, que nous avons portée à 1,90 m , l'échantillon situé à égale distance des 2 cornets est alors attaqué par une onde plane.

- 2°) à réaliser un "diaphragme tubulaire anéchoïde". En effet, compte tenu de la distance entre le cornet émetteur et l'échantillon dont nous voulons mesurer la permittivité, la surface de l'échantillon doit être très grande, la largeur du faisceau à 3 dB étant de 14 cm.

Après de nombreux essais, nous avons finalement obtenu un "diaphragme tubulaire" satisfaisant. Il est constitué d'un tube en lucoflex de 12 cm de diamètre intérieur et de 80 cm de long, que nous avons tapissé intérieurement avec des plaques anéchoïdes de 2 cm d'épaisseur . Cet ensemble constitue donc un tube absorbant de 8 cm de diamètre intérieur.

Les cornets émetteur et récepteur coaxiaux avec ces "diaphragmes tubulaires" , peuvent se déplacer à l'intérieur tout en restant parfaitement centrés. Les mesureurs de phase que nous avons mis au point précédemment et qui nécessitent le déplacement des cornets sont donc encore utilisables.

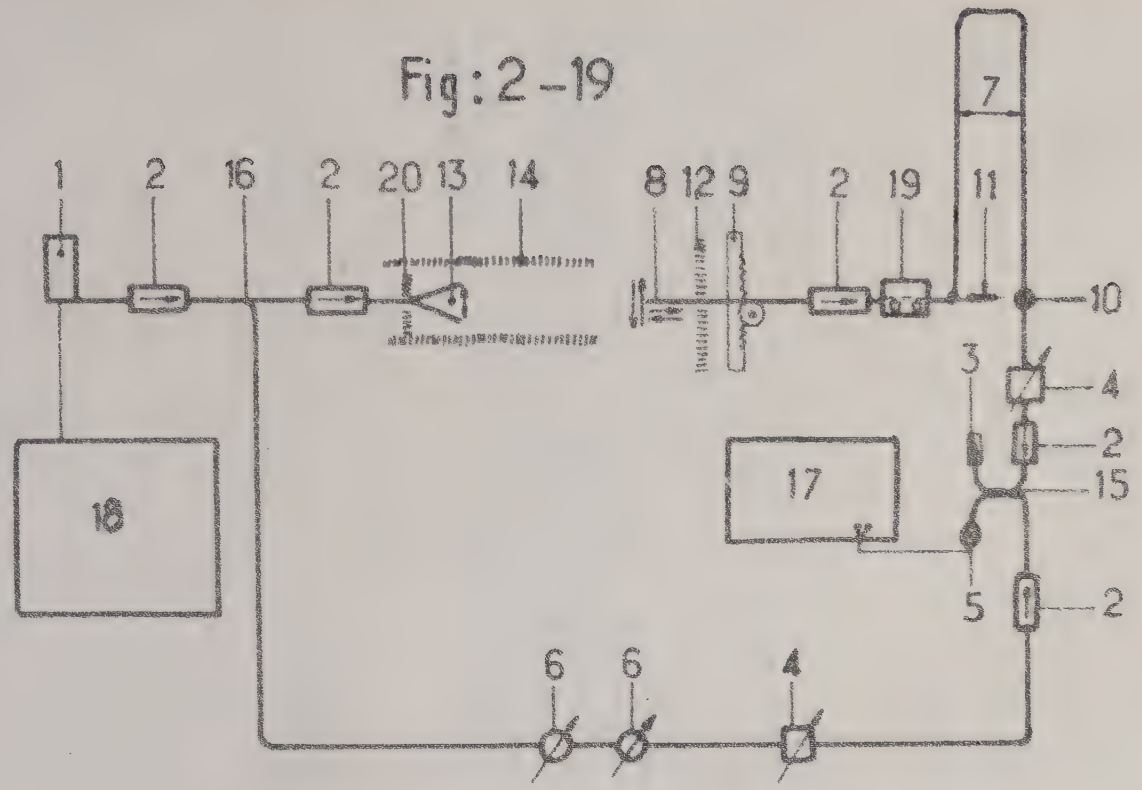
Nous avons fait une étude des surfaces équiphases et de l'énergie à la sortie du "diaphragme tubulaire" faisant suite au cornet émetteur.

VII-2 : Etude des surfaces équiphases :

Pour l'étude des surfaces équiphases, nous avons utilisé une méthode interférométrique schématisée figure 2-19.

L'onde émise par le klystron (1) est divisée en deux parties égales par l'intermédiaire du coupleur directif à 3 dB (16) . Une première voie entièrement guidée servira de référence et sera mélangée dans la jonction hybride à l'onde de mesure passant dans la branche ouverte.

Fig : 2 – 19



1 - Klystron
2 - Uniligne
3 - Charge adaptée
4 - Atténuateur variable
5 - Cristal détecteur
6 - Déphaseur
7 - Guide flexible
8 - Antenne de mesure
9 - Crémaillère de réglage vertical
10 - Point fixe
11 - Vis de réglage longitudinal
12 - Anéchoïde
13 - Cornet et lentille
14 - Diaphragme anéchoïde
15 - Jonction hybride
16 - Coupleur directif 3 dB
17 - Microvoltmètre
18 - Alimentation stabilisée
19 - Glissière
20 - Obturateur anéchoïde

Dans ce bras de mesure la sonde (8) est celle que nous avions déjà utilisée (paragraphe IV-I) . Elle est montée à l'extrémité d'une longueur de guide de 1,40 m et de plus elle est rendue solidaire d'une crémaillère par l'intermédiaire d'une glissière. La sonde peut ainsi se déplacer suivant une verticale passant par l'axe de propagation, les déplacements verticaux permis grâce à la flexibilité et à la longueur des guides 8 mm,sont mesurés à l'aide d'un pied de profondeur au 50ème. A ce dispositif fait suite un système qui permet de déplacer l'ensemble suivant l'axe de propagation,par l'intermédiaire d'une vis et d'une glissière dans laquelle le guide d'onde est guidé par des roulements à billes. Ces déplacements permis par la flexibilité d'un système de deux longueurs de 1 m de guide, réunis en trombone par deux coudes E, sont mesurés avec un comparateur au 100ème.

Nous avons réalisé ainsi un comparateur de phase (amélioration de celui signalé au paragraphe IV-2-2 figure 2-12). L'onde de mesure arrivera ensuite au mélangeur.

Comme nous pouvons le voir sur la figure 2-19, nous avons encadré les éléments essentiels de ce montage par des guides unidirectionnels, afin d'éliminer d'éventuels résidus d'ondes stationnaires dans les guides. Nous avons également placé dans le circuit guidé,deux déphaseurs en série. Ils permettront de modifier la phase de l'onde de référence, nous pourrons ainsi régler l'interféromètre à un minimum pour différentes positions de la sonde de mesure, quand celle-ci est sur l'axe de propagation. Pour augmenter encore la sensibilité de l'appareil,des atténuateurs variables permettent d'égaliser l'énergie électromagnétique dans les deux bras de l'interféromètre,les minima sont alors nuls.

Cet ensemble permet de garder constante la longueur guidée, tout en autorisant la variation de la distance entre le cornet émetteur et la sonde de mesure.

- Principe de la mesure.

La sonde étant sur l'axe de propagation nous pouvons obtenir comme nous l'avons vu, un minimum interférométrique en agissant d'une part sur les déphaseurs,et d'autre part sur les atténuateurs. Nous avons alors :

$$\phi_R = \phi_M \quad \text{à } k\pi \text{ près}$$

C'est-à-dire en utilisant les notations du paragraphe VI-1 :

$$\beta_g X_R = \beta_o \ell + \beta_g X_M + k\pi \qquad (2\text{-}19)$$

Si maintenant nous éloignons la sonde de l'axe de propagation en la déplaçant verticalement par l'intermédiaire de la crémaillère, nous devrons augmenter ou diminuer la distance entre cornets d'une quantité $\Delta\ell$ correspondant au déphasage ϕ engendré par le déplacement vertical de la

sonde pour obtenir à nouveau le minimum ; alors :

$$\beta_g X_R = \beta_o (\ell \pm \Delta\ell) + \beta_g X_M \mp \phi + k\pi \quad (2\text{-}20).$$

Comparons (2-19) et (2-20) il vient :

$$\phi = \beta_o \Delta\ell$$

Nous pouvons donc ainsi tracer les surfaces équiphases d'un système donné.

Si l'onde est plane, compte tenu que nous mesurons (figure 2-20)

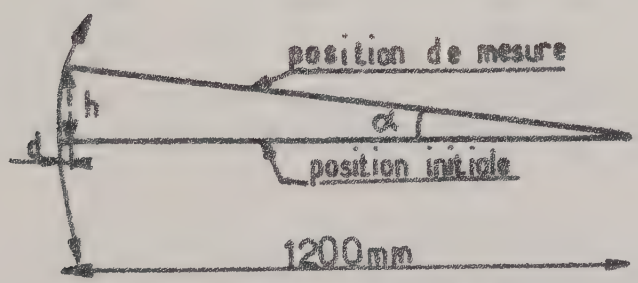


Fig: 2-20

la hauteur h par rapport à la position initiale (suivant l'axe de propagation) à l'aide d'un pied de profondeur nous obtenons :

$$\sin \alpha = \frac{h_{mm}}{1200}$$

donc :

$$d_{mm} = 1200 \left\{ 1 - \cos \left[\text{Arc sin } \left(\frac{h_{mm}}{1200} \right) \right] \right\}$$

et nous devrons avoir $d = \Delta\ell$.

Dans le cas de nos mesures la déviation par rapport à la position initiale était au plus h = 50 mm pour cette valeur:

$$\sin \alpha = \frac{50}{1200} = 0{,}041666$$

$$\text{Cos } \alpha = \text{Cos } [\text{Arc sin } (\alpha)] = 0{,}99961$$

ce qui conduit à : $d_{mm} = 0{,}468$ mm

Si nous avons une onde plane nous devrons donc déplacer la sonde d'une quantité $\Delta\ell = 0{,}468$ mm pour h = 50 mm.

Les mesures de surfaces équiphases faites par cette méthode, nous ont montré la parfaite planitude du front d'onde à la sortie des diaphragmes.

VII-3 : Etude de la distribution énergétique à la sortie des diaphragmes tubulaires :

Cette étude aurait très bien pû être réalisée à partir du montage précédent, dans lequel on aurait atténué totalement l'énergie se propageant dans le bras de référence. Cette manipulation présentait cependant l'inconvénient de nous obliger à rattraper (à l'aide du mesureur de phase) la flèche d (figure 2-20) pour faire des mesures dans un plan perpendiculaire à l'axe de propagation.

Nous avons donc réalisé le montage plus simple schématisé figure 2-21 qui permet en outre une plus grande exploration.

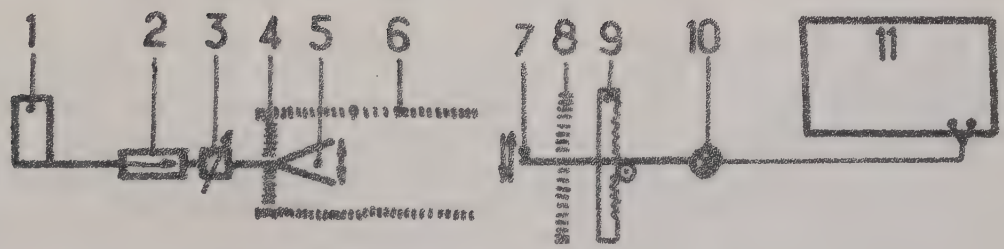


Fig : 2-21

1 - Klystron
2 - Uniligne
3 - Atténuateur variable
4 - Obturateur anéchoïde
5 - Cornet et lentille
6 - Diaphragme anéchoïde tubulaire
7 - Antenne de mesure
8 - Anéchoïde
9 - Crémaillère
10 - Cristal détecteur
11 - Microvoltmètre

Le cristal détecteur (adapté) est monté directement après la sonde de mesure. Celle-ci est solidaire d'une crémaillère qui permet de la déplacer verticalement, les déplacements sont mesurés avec un pied de profondeur au 50ème.

Un atténuateur (3) permet de limiter la puissance incidente, de manière à travailler à bas niveau (détection quadratique).

Nous avons ainsi pu tracer la distribution de la puissance électromagnétique, d'abord suivant l'axe des X, parallèle au vecteur champ électrique $\vec{E}$; puis, en mettant une torsade avant le cornet émetteur et en faisant tourner la sonde sur elle-même de $\pi/2$, nous avons tracé cette distribution suivant l'axe Y, parallèle à $\vec{H}$.

La figure 2-22 donne le résultat de ces études. Elle nous montre notamment :

- 1°) la symétrie de révolution de l'énergie électromagnétique à la sortie du "diaphragme";

- 2°) l'absence de lobes secondaires (non mesurable) ;

- 3°) la largeur du faisceau, limitée sensiblement par celle du "diaphragme": 90 mm , (36 mm à 3 dB).

Cet ensemble permet donc d'obtenir un faisceau d'ondes planes de 90 mm de diamètre.

L'amélioration par rapport au dispositif sans "diaphragme" est d'un facteur 4.

VIII. - REALISATION DU MONTAGE INTERFEROMETRIQUE. -

L'ensemble interférométrique réalisé est constitué par trois parties principales :

- un interféromètre par transmission,
- un interféromètre par réflexion,
- une branche de stabilisation.

Le montage des différents éléments tient compte des études préliminaires que nous venons de décrire. D'autre part, chaque composant hyperfréquence a été testé du point de vue du T.O.S.T., tout au long du montage. Nous avons été amenés à rectifier de nombreux flasques de guides, à la fraiseuse, afin d'obtenir des T.O.S.T. corrects.

Nous trouverons l'ensemble du montage schématisé figure 2-23 - photo 2-2.

Un klystron réflex 55335, alimenté par une alimentation SODILEC AK03 (paragraphe VI) émet un mode monochromatique dans la bande Q. Il est isolé du reste du montage par un uniligne (PP 4420 Q), dont le rôle est d'éviter la formation d'ondes stationnaires, qui pourraient perturber la fréquence d'émission. L'énergie hyperfréquence se propage ainsi dans la ligne L_1 , sur laquelle nous raccorderons les différentes parties du montage.

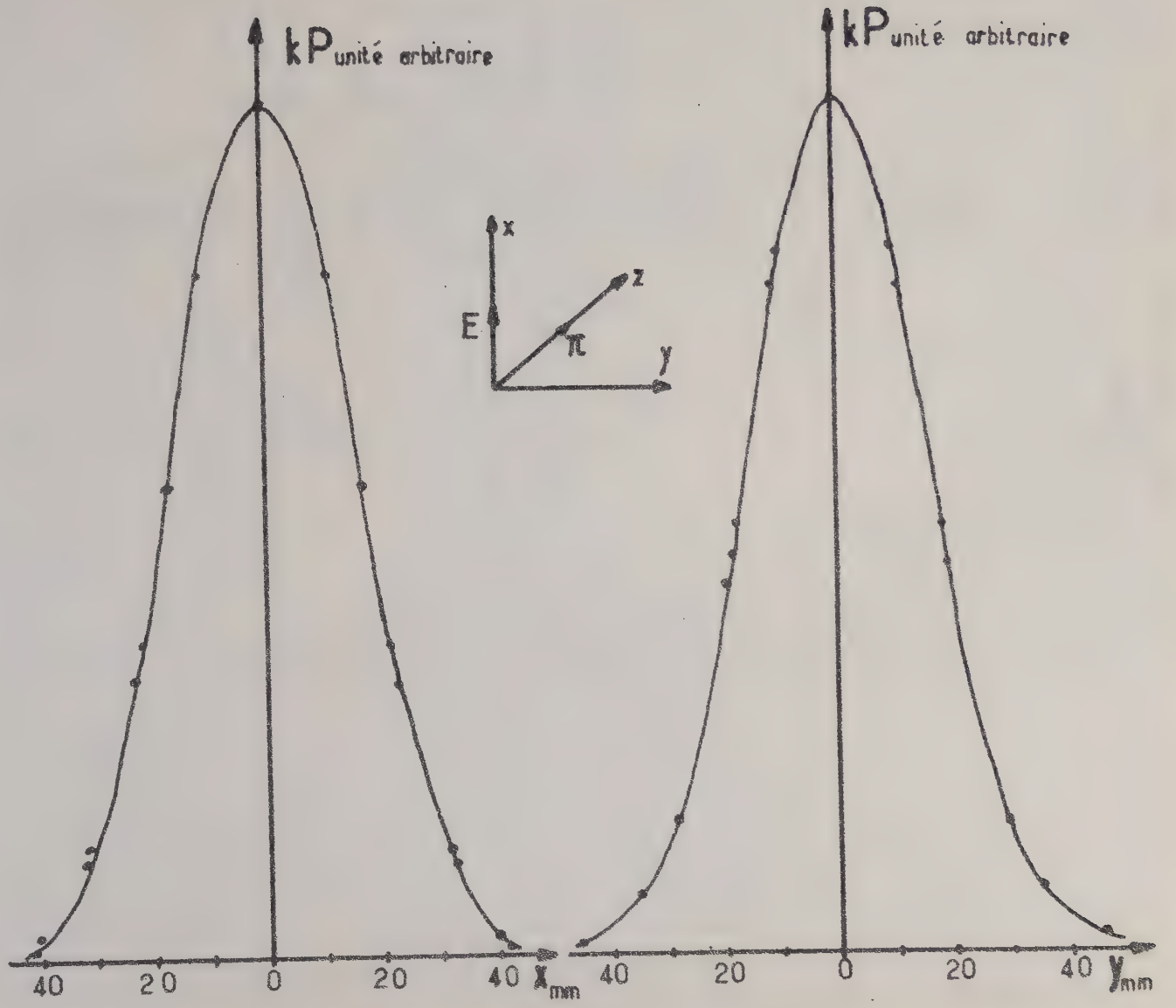

kP unité arbitraire
kP unité arbitraire
x
z
E
π
y
40
20
0
20
40
X mm
40
20
0
20
40
Y mm

Fig: 2-22

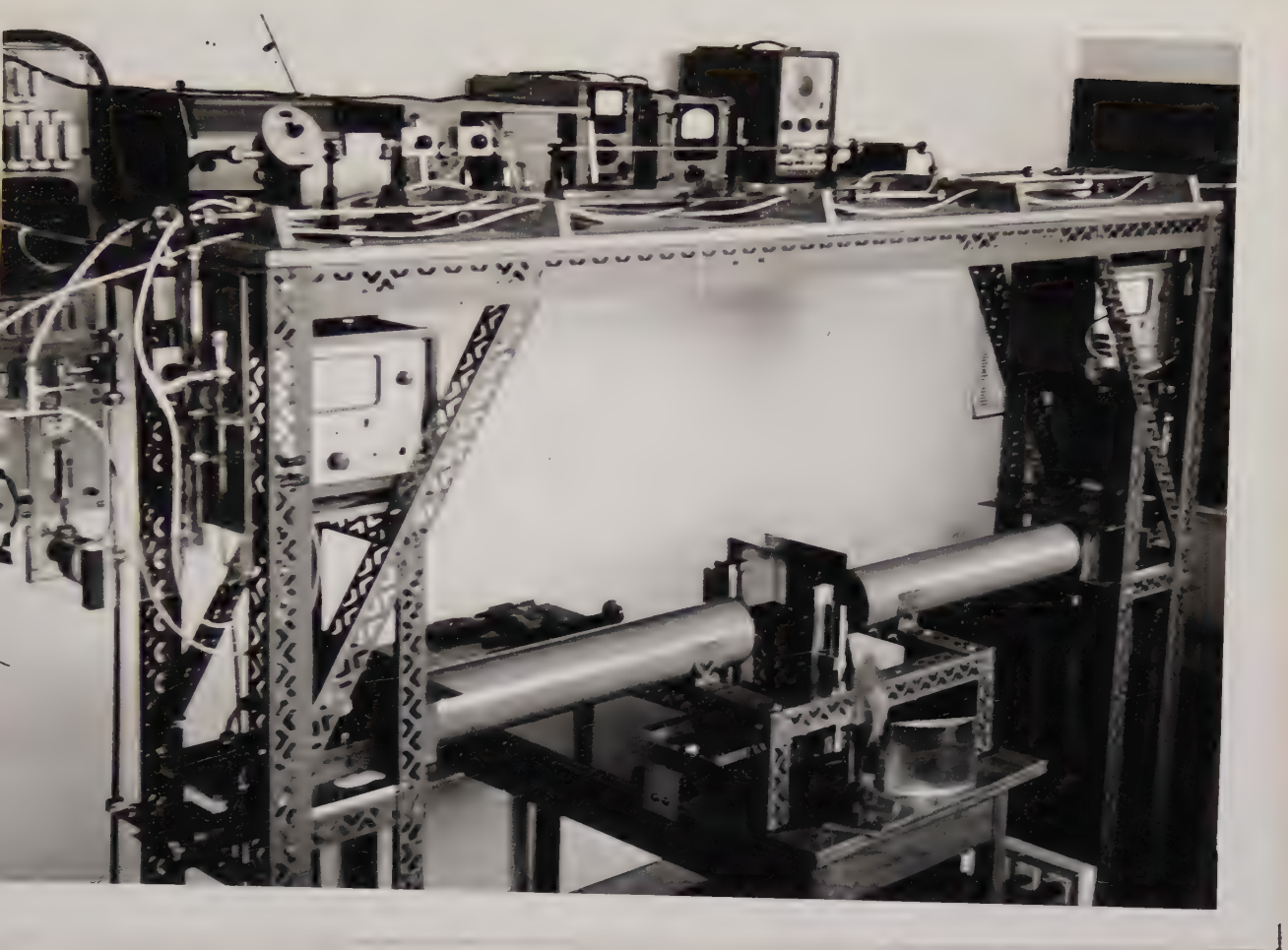


Photo 2-2

VIII-1 : L'interféromètre par transmission :

VIII-1-1 : Le bras de référence (L_2)

Raccordé à la ligne L_1 par un coupleur directif à 10 dB (PP 4090 Q/10) , il est constitué par :

- 1°) un déphaseur réalisé à partir d'un coupleur directif de 3 dB (PP 4090 Q/03) à l'extrémité duquel, nous pouvons déplacer un piston de court-circuit (PP 4260 Q). Ce dispositif faisant varier le trajet optique de l'onde, permet de régler à volonté la phase de la branche de référence.(la variation de puissance engendrée par le déplacement du court-circuit n'est pas gênante, à la condition de ne pas retoucher ce déphaseur au cours des manipulations).

- 2°) un atténuateur variable étalonné (PP 4I50Q) permet de faire

varier l'atténuation de 0 à 50 dB. Son rôle principal est de permettre un réglage de la puissance arrivant au mélangeur, pour obtenir des minima nuls (paragraphe V). Il peut être également utilisé, comme nous le verrons plus loin, à la mesure de l'atténuation d'un échantillon donné.

- 3°) un atténuateur variable (PP 4130Q) en série avec le précédent permet d'isoler complètement le bras de référence.

- 4°) un guide unidirectionnel (PP 4420Q) isole la branche de référence, du mélangeur qui lui fait suite, évitant ainsi qu'un éventuel résidu de l'onde de mesure, ou de celle qui pourrait être malgré tout réfléchie, par le cristal détecteur ou la charge adpatée montés sur le mélangeur, puis se venir perturber l'onde de référence.

- 5°) des longueurs de guide RG 96/U permettent de réunir les différents composants hyperfréquences.

VIII-1-2 : Le bras de mesure (L_3)

Faisant suite à la ligne d'émission L_1 il comprend :

- 1°) un guide souple de 23 mm de long qui permet de rattraper le décalage d'alignement des différents bras.

- 2°) un atténuateur variable (DERVEAUX AC08) permet de régler à volonté la puissance incidente.

- 3°) un déphaseur (PP 4I40Q) permet de modifier la longueur optique du trajet guidé.

- 4°) un comparateur de phase (figure 2-24).

Il est constitué par deux longueurs de guide d'un mètre de long (RG 96/U) réunies par deux coudes plans E (PP 4025Q) entre lesquels nous avons disposé un isolateur à ferrite (PP 4420Q). Le trombone flexible ainsi réalisé, est raccordé ensuite par l'intermédiaire de deux coudes E à un coupleur directif à 3 dB, (PP 4090Q/03) qui permet la jonction de la ligne L_7 dont nous verrons le rôle plus loin. Ce coupleur directif, centré, et solidaire d'un tube de cuivre, peut coulisser sur des roulements à billes solidaires d'une glissière. Un système vis et écrou peut donc permettre un déplacement (mesuré par un micromètre au 1/100ème) longitudinal d'une extrémité , l'autre restant fixe. L'extrémité mobile peut se déplacer de 5 cm sans apporter d'erreur , aussi bien sur la mesure des déphasages ainsi réalisés, que sur la mesure des puissances.

- 5°) une transition rectangulaire - circulaire permet le raccordement entre le déphaseur que nous venons de décrire et le cornet C.S.F. de section circulaire (figure 2-14). A ce cornet C.S.F. est associé la lentille de correction de phase que nous avons modifiée pour en améliorer l'adaptation (paragraphe IV-2-4). Cet ensemble constituera l'aérien d'émission.

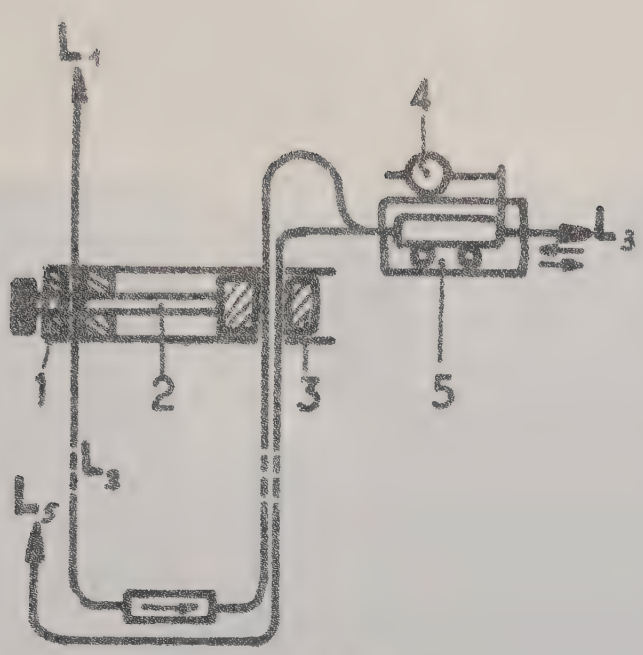


Fig: 2-24

1 - Point fixe
2 - Vis de réglage
3 - Ecrou coulissant
4 - Comparateur
5 - Glissière

- 6°) Nous trouvons ensuite les deux "diaphragmes" que nous avons réalisés (paragraphe VII). Entre ceux-ci une longueur libre de 35 cm, permet d'interposer, perpendiculairement à l'axe de propagation du faisceau à l'air libre, le matériau à étudier. Dans ces "diaphragmes" les cornets peuvent coulisser coaxialement et sans frottements.

- 7°) La réception s'effectue avec les mêmes éléments que nous avons trouvés à l'émission. Nous y voyons successivement :

- le cornet C.S.F. et sa lentille de correction de phase,
- la transition circulaire - rectangulaire,
- un uniligne, qui est centré dans le tube de cuivre coulissant du comparateur de phase (photo 2-3)

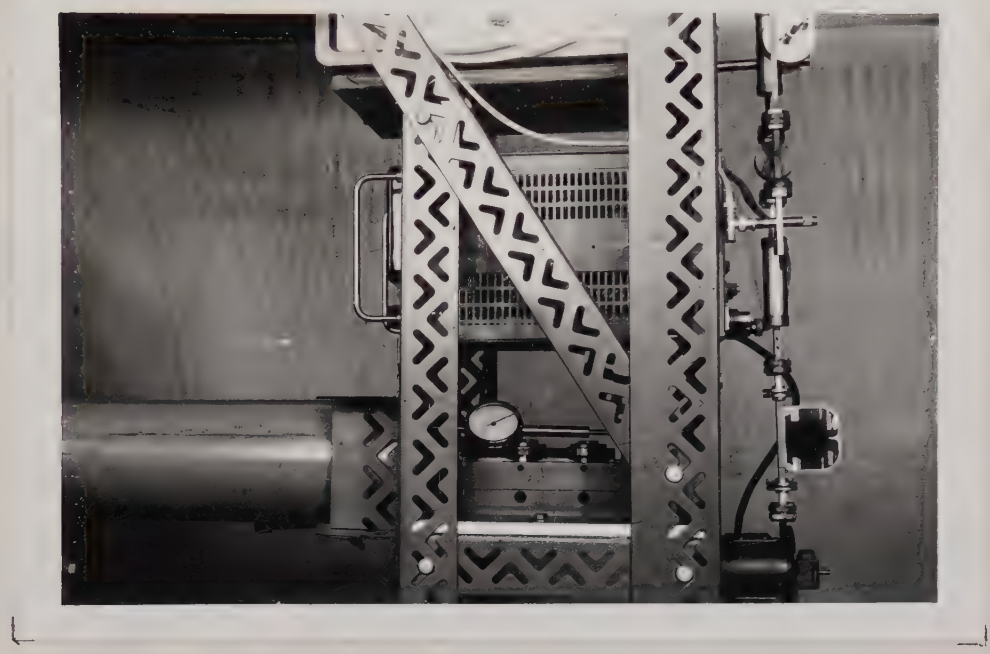


Photo 2-3

- 8°) un atténuateur (NARDA V737F) (0-20 dB) dont le rôle essentiel est de limiter la puissance pour travailler à bas niveau (détection quadratique). Il peut permettre également de mesurer l'atténuation d'un échantillon donné comme nous le verrons plus loin.

- 9°) un isolateur à ferrite (PP 4420Q) isole la branche de mesure du mélangeur. Son rôle est le même que celui de l'uniligne que nous avons placé dans le bras de référence.

- 10°) ces différents éléments sont réunis entre eux par des guides (8 mm) à section rectangulaire (R.G. 96/4).

VIII-1-3 : Le mélangeur (figure 2-25)

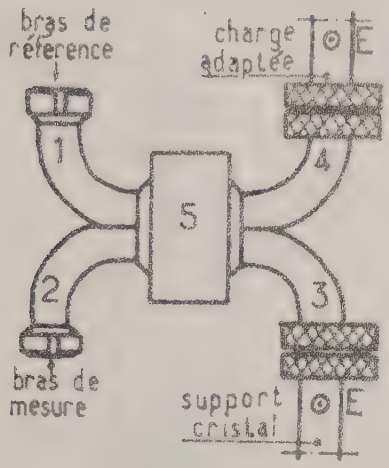


Fig: 2-25

Nous avons utilisé une jonction hybride (L.T.T. 6 T 61) , dont nous avons déjà fait l'étude au paragraphe V.

Une détection dissymétrique à un cristal a été utilisée.

L'énergie hyperfréquence issue du bras de référence arrive en (1) , celle du bras de mesure en (2) .

La réception se fait dans le bras (3) par l'intermédiaire d'un cristal détecteur 1 N 26, monté dans un support accordable (PP 4222Q) et relié à un microvoltmètre GM 6020. Le bras (4) se termine par une charge adaptée (PP 4I70 Q) qui évitera que l'onde y parvenant soit réfléchie vers les bras (1) et (2) .

Les procès-verbaux d'essais du constructeur donnent un équipartage entre les voies (3) et (4) de l'onde issue de (1) ou (2) de 0,1 à 0,2 dB, alors que le découplage entre les voies (1) et (2) et entre les voies (3) et (4) est d'environ 40 dB pour la fréquence utilisée.

Nous trouverons un schéma simplifié de l'interféromètre par transmission figure 2-26.

VIII-2 : L'interféromètre par réflexion :

Le détail de cet interféromètre sera longuement décrit dans le travail de Claude MARZAT [24] , aussi je me limiterai à dire qu'il est constitué :

- d'un bras de référence (ligne L_4),
- d'un bras de mesure (Ligne L_5) ,
- d'un bras d'adaptation (ligne L_6)

VIII-3 : La branche de stabilisation (L_7) :

Elle est reliée à la ligne L_1 par un coupleur directif (PP 4090Q/20). A sa suite on trouve la cavité de référence (L.T.T. 6 T 31) fonctionnant par transmission dans le mode circulaire TE 013, et possédant une forte surtension (Q = 10.000) (paragraphe VI-3). Elle sert de référence et de discriminateur pour la stabilisation de fréquence. Sa sortie est reliée à un guide unidirectionnel (PP 4420Q) auquel fait suite un support de cristal (DERVEAUX MC 08).

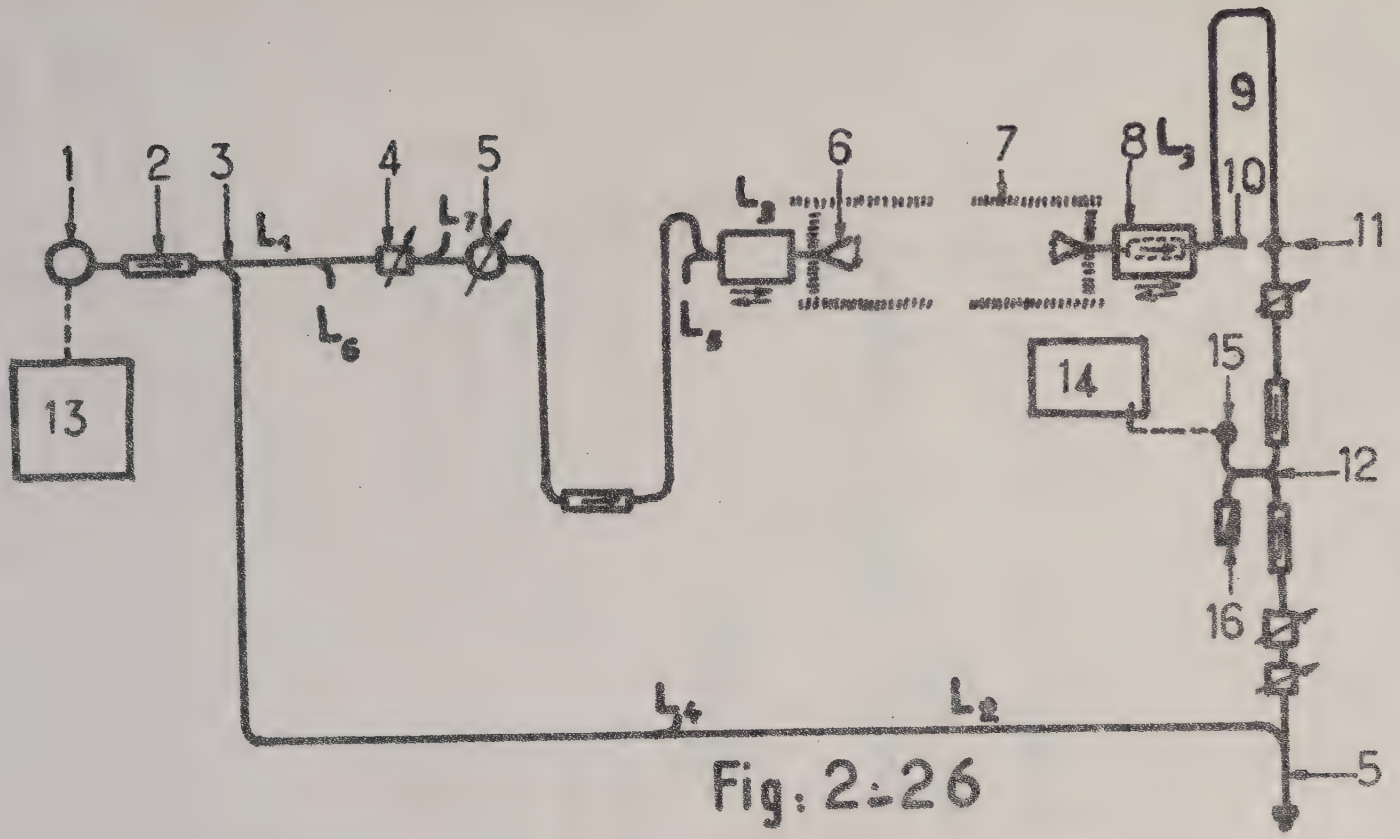


Fig. 2-26

1 - Klystron
2 - Uniligne
3 - Coupleur directif
4 - Atténuateur
5 - Déphaseur
6 - Cornet et lentille
7 - Diaphragme anéchoïde
8 - Glissière
9 - Guide flexible
10 - Vis de réglage longitudinal
11 - Point fixe
12 - Jonction hybride
13 - Alimentation klystron
14 - Microvoltmètre
15 - Cristal détecteur
16 - Charge adaptée

La détection se fait par l'intermédiaire d'un cristal Sylvania 1 N 53 C . Le courant détecté est envoyé d'une part à la partie électronique de la stabilisation, d'autre part à un microvoltmètre GM 6020 permettant ainsi un contrôle permanent de la fréquence.

Le schéma simplifié de cet ensemble est représenté figure 2-27.

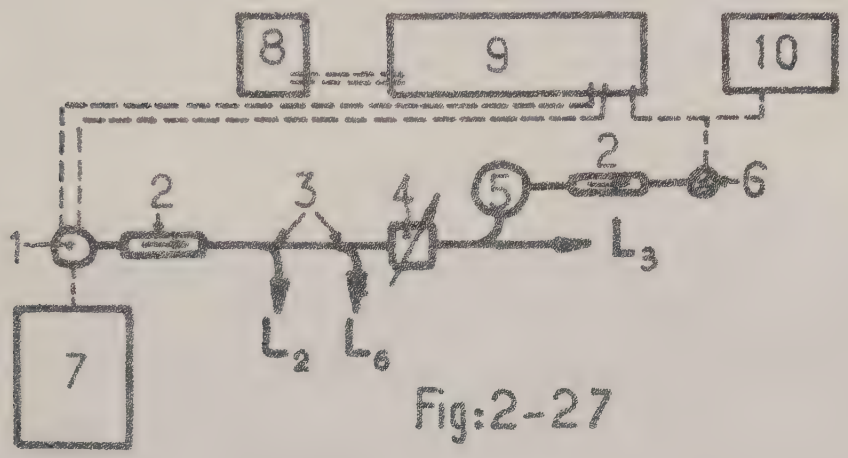


Fig:2-27

1 - Klystron
2 - Uniligne
3 - Coupleur directif
4 - Atténuateur variable
5 - Cavité de référence
6 - Cristal détecteur
7 - Alimentation klystron
8 - Alimentation stabilisée
9 - Stabilisation
10 - Microvoltmètre

VIII-4 : Alignement :

Les différents éléments constituant l'ensemble interférométrique, schématisé figure 2-23 doivent être parfaitement fixés et alignés. Pour celà, nous avons réalisé un bâti en cornières ,scellé dans le mur, sur lequel les éléments hyperfréquences sont fixés.

La partie délicate de l'alignement est celle des cornets. Ce réglage a été fait optiquement par l'intermédiaire de 3 réticules centrés sur les guides d'ondes et éclairés par une source lumineuse.

Ce réglage effectué, nous avons fixé définitivement, sur des plaques métalliques solidaires du bâti, les glissières supportant les aériens.

IX. - CONCLUSION. -

Nous avons fait dans ce chapitre une étude systématique des différentes causes d'erreurs instrumentales pouvant entâcher les mesures interférométriques.

Après les avoir éliminées, ou tout du moins minimisées au maximum, les unes après les autres, nous avons réalisé un ensemble interférométrique sensible, qui devrait nous donner la possibilité de faire des mesures précises de permittivités diélectriques, par une méthode interférométrique à l'air libre.

- REFERENCES -

{1} . - P. LOUDETTE, F. PICHERIT ,- J. phys. Rad. 21 , 1960 p. 923.
{2} . - J. ROSMORDUC , Thèse 3ème cycle , Bordeaux 1962.
{3} . - R. SERVANT , Cours d'Optique Ultra-Hertzienne - propagation - 3ème cycle , Bordeaux 1960-1961.
{4} . - C.G. MONTGOMERY , Technique des mesures en micro-onde . Tome 2 - Chiron , Paris 1953.
{5} . - Cl. FAURE , Thèse 3ème cycle, Bordeaux 1961.
{6} . - Cl. DEMAU , Thèse 3ème cycle, Bordeaux 1962.
{7} . - Le PETIT , Thèse 3ème cycle, Bordeaux 1963.
{8} . - G. MONTAUDON, Thèse 3ème cycle , Bordeaux 1962.
{9} . - M. CASTETS ,Thèse 3ème cycle , Bordeaux 1963.
{10} . - D. ALLAB , Thèse 3ème cycle, Paris 1963.
{11} . - G. RAOULT, Les ondes centimétriques , Masson, Paris 1958.
{12} . - SK. CHATTERJEE, C.R. BAI, P.R. SHENOY , J. Indian Inst. Sci , 36B 1954 p. 172.
{13} . - R. PAPOULAR , Rapport C.E.A. - D.R.P. 50 - 1960
{14} . - J.G. WEGROWE , Thèse d'Ingénieur-docteur , Paris 1963.
{15} . - J. BLIAUX, M. RAY , Rapport C.E.A. n° 1470/1101 , 1961.
{16} . - R.V. POUND, Rev. of Sci. Inst. , 17 , 1946 p. 490.
{17} . - R.V. POUND, Proc. I.R.E. , 35 , 1947 p. 1405
{18} . - P. JUNG , J. of Sci. Inst. 37 , 1960 p. 10
{19} . - J.C. NOEL , Thèse 3ème cycle Bordeaux 1964.
{20} . - Cl. TERRET, Thèse 3ème cycle, Bordeaux 1964.
{21} . - R. SARDOS, Thèse doctorat ès-sciences physiques, Bordeaux 1965,
{22} . - Y. SERVANT, Thèse doctorat ès-sciences physiques , Bordeaux 1968.
{23} . - Cl. MARZAT, Thèse 3ème cycle , Bordeaux 1962.
{24} . - Cl. MARZAT, Thèse de docteur ès sciences physiques (à paraître)
{25} . - A. BRETENOUX, Thèse 3ème cycle , Bordeaux 1967.

-:-:-:-:-

CHAPITRE I-3

PROPAGATION DANS UN DIELECTRIQUE A FACES PARALLELES

I. - VALEUR APPROCHEE DE LA PERMITTIVITE D'UN ECHANTILLON DIELECTRIQUE. -

Si nous supposons que les réflexions multiples sont négligeables et que $\mu_1 = \mu_o\mu = \mu_o$ ($\mu = 1$) le coefficient de transmission complexe est tel que :

$$T = e^{-(\alpha_a + j\beta_a)e} \qquad (3\text{-}1)$$

où α_a et β_a sont des valeurs approchées de α et de β (puisque nous ne tenons pas compte ici des réflexions multiples). Ce coefficient de transmission peut encore s'écrire :

$$T = |T|\ e^{-j\phi} \qquad (3\text{-}2)$$

ϕ étant le déphasage propre à l'échantillon et $|T|$ le module du coefficient de transmission , ce qui revient à écrire en comparant (3-1) et (3-2) :

$$\phi = \beta_a e \quad \text{et} \quad |T| = e^{-\alpha_a e} \qquad (3\text{-}3)$$

Dans ces conditions, si nous revenons à l'interféromètre décrit au chapitre précédent, en utilisant les mêmes notations, nous aurons en l'absence d'échantillon, au niveau du mélangeur de l'interféromètre par transmission :

$$\phi_o = \beta_g X_R = \beta_g X_M + \beta_o x + k_1\pi \qquad (3\text{-}4)$$

Si nous interposons maintenant dans la branche de mesure un échantillon d'épaisseur e , d'indice supérieur à l'unité, et présentant un déphasage ϕ , nous augmentons la phase du bras de mesure d'une quantité $\phi - \beta_o e$. En utilisant les comparateurs de phase décrits précédemment, il faudra donc diminuer la distance entre cornets, pour rattraper ce déphasage d'une quantité Δx_1 . Nous conviendrons de dire que ce déplacement Δx_1 , est positif lorsque l'échantillon augmente le chemin optique ($\varepsilon' > 1$), et négatif dans le cas contraire.

Dans ces conditions lorsque nous mettons un échantillon entre les cornets on peut écrire :

$$\phi_e = \beta_g X_R = \beta_g X_M + \beta_o (x-e-\Delta x_1) + \phi + k_2 \pi \qquad (3\text{-}5)$$

Nous avons donc en considérant les équations (3-4) et (3-5) :

$$\phi = \beta_o(\Delta x_1+e) + k\pi = \beta_o \left(\Delta x_1 + e + \frac{k\lambda_o}{2} \right)$$

où le facteur k peut être déterminé par deux mesures faites sur deux échantillons d'épaisseur différente, comme nous l'avons vu précédemment.

Or, nous avons la valeur approchée (3-3) :

$$\phi = \beta_a e = \beta_o n_a e$$

par conséquent :

$$n_a e = \Delta x_1 + e + k \frac{\lambda_o}{2}$$

soit

$$\Delta x_1 = e(n_a-1) + k \frac{\lambda_o}{2}$$

et

$$\beta_a = \beta_o n_a = \beta_o \left(\frac{\Delta x_1}{e} + 1 - \frac{k\lambda_o}{2e} \right)$$

Par ailleurs, à condition de travailler en détection quadratique, nous mesurons directement le carré du module du coefficient de transmission, par une des méthodes que nous trouverons explicitées au chapitre suivant et nous avons (3-3) :

$$|T|^2 = e^{-2\alpha_a e} \Rightarrow \alpha_a = \frac{1}{2e} \text{Log} \left(\frac{1}{|T|^2} \right)$$

Les relations (1-5) : $\varepsilon' = \dfrac{\beta^2-\alpha^2}{\beta_o^2}$ et $\varepsilon'' \dfrac{2\alpha\beta}{\beta_o^2}$

permettent d'obtenir les valeurs approchées de la permittivité :

$$\varepsilon'_a = \left(\frac{\Delta x_1}{e} + 1 - \frac{k\lambda_o}{2e} \right)^2 - \frac{1}{4e^2\beta_o^2} \left[\text{Log} \frac{1}{|T|^2} \right]^2$$

$$\varepsilon''_a = \frac{1}{e\beta_o} \left(\frac{\Delta x_1}{e} + 1 - k \frac{\lambda_o}{2e} \right) \text{Log} \frac{1}{|T|^2}$$

Ces valeurs approchées, faciles à mesurer et rapidement calculées, ne peuvent cependant donner que des valeurs indicatives des permittivités. Elles peuvent être en effet entâchées d'une erreur de 5 à 10 % pour ε', suivant l'épaisseur et la valeur de la permittivité, et d'une erreur qui peut atteindre 100 % sur les mesures de ε''.

Ces erreurs viennent du fait qu'en hyperfréquences, nous faisons des mesures sur des échantillons dont l'épaisseur est faible par rapport à la longueur d'onde. C'est une optique des lames minces, dans laquelle il est absolument nécessaire de tenir compte des réflexions internes, sur les dioptres des lames à faces parallèles constituant les échantillons.

II. - ETUDE DES COEFFICIENTS DE TRANSMISSION ET DE REFLEXION, COMPTE TENU DES REFLEXIONS MULTIPLES INTERNES. -

Supposons une lame à faces parallèles placée dans le vide, pour laquelle la constante de propagation $\gamma_o = j\beta_o$ est un nombre imaginaire pur. Sur le dioptre vide-échantillon, il y a un coefficient de réflexion r défini par la relation (1-7). Dans le cas général où le milieu possède une constante de propagation complexe $\gamma = \alpha + j\beta$, le coefficient r sera également complexe et s'écrit :

$$r = \frac{1-\sqrt{\varepsilon}}{1+\sqrt{\varepsilon}} = \frac{1-\sqrt{\varepsilon' - j\varepsilon''}}{1+\sqrt{\varepsilon' - j\varepsilon''}}$$

qui devient compte tenu de (1-5) :

$$r = \frac{\beta_o - \beta + j\alpha}{\beta_o + \beta - j\alpha} \qquad (3\text{-}6)$$

Nous pouvons donc schématiser la lame à faces parallèles, comme nous l'avons fait sur la figure 3-1.

Compte tenu de la continuité des composantes tangentielles du champ électrique, nous avons :

$$t = 1 + r$$

Les coefficients de transmission et de réflexion sont alors définis par {1, 2} :

$$T = \frac{E_3^+}{E_1^+} \quad \text{et} \quad R = \frac{E_1^-}{E_1^+} \qquad \text{(figure 3-2)}$$

et nous pouvons écrire :

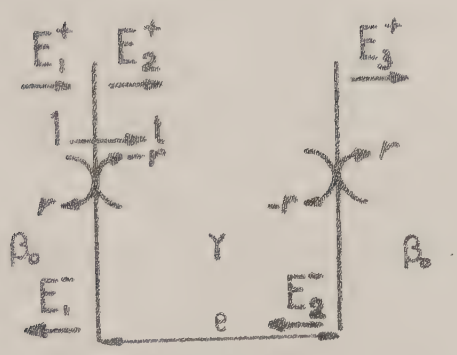


Fig: 3-1

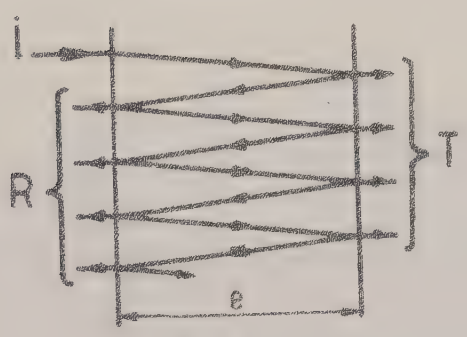


Fig: 3-2

$$E_2^+ = (1 + r)\, E_1^+ - r\, E_2^- \quad e^{-\gamma e}$$

$$E_3^+ = (1 - r)\, e^{-\gamma e}\, E_2^+ \qquad (3\text{-}7)$$

$$E_2^- = - r\, e^{-\gamma e}\, E_2^+$$

$$E_1^- = r\, E_1^+ + (1 - r)\, e^{-\gamma e} \quad E_2^-$$

II-I : Etude du coefficient de transmission :

II-1-1 : Calcul dans le cas général :

Nous avons vu que $T = E_3^+ / E_1^+$, donc, compte tenu de la 2ème relation de(3-7) on a :

$$T = (1 - r)\, e^{-\gamma e}\, \frac{E_2^+}{E_1^+}$$

Considérons maintenant la Ière et la 3ème relation de (3-7), nous obtenons :

$$\frac{E_2^+}{E_1^+} = (1 + r) + r^2\, e^{-2\gamma e}\, \frac{E_2^+}{E_1^+}$$

$$\frac{E_2^+}{E_1^+} = \frac{(1-r^2)\, e^{-\gamma e}}{1-r^2\, e^{-2\gamma e}} = \frac{1 - r^2}{e^{\gamma e} - r^2\, e^{-\gamma e}} \qquad (3\text{-}8)$$

Remplaçons r par sa valeur (3-6) et calculons r^2 ; il vient :

$$r^2 = \left(\frac{\beta_o - \beta + j\alpha}{\beta_o + \beta - j\alpha}\right)^2 = \frac{(\beta_o-\beta)^2 - \alpha^2 + 2j\alpha\,(\beta_o-\beta)}{(\beta_o+\beta)^2 - \alpha^2 - 2j\alpha\,(\beta_o+\beta)} \qquad (3\text{-}9)$$

portons cette valeur dans (3-8) et effectuons le calcul, après réduction au même dénominateur, nous obtenons :

$$T = \frac{4\beta_o\,(\beta - j\,\alpha)}{\left[(\beta_o+\beta)^2-\alpha^2 - 2j\alpha(\beta_o+\beta)\right]e^{\gamma e} - \left[(\beta_o-\beta)^2 - \alpha^2 + 2j\alpha\,(\beta_o-\beta)\right]e^{-\gamma e}}$$

Nous pouvons alors multiplier haut et bas par la partie conjuguée du numérateur, et sachant que :

$$e^{\pm\gamma e} = e^{\pm\alpha e}\, e^{\pm j\beta e} = e^{\pm\alpha e}\,[\cos \beta e \pm j \sin \beta e]$$

on obtient :

$$T = \frac{4\,\beta_o\,(\beta^2+\alpha^2)}{D_T}$$

$$D_T = (\beta+j\alpha)\left\{\left[(\beta_o+\beta)^2-\alpha^2-2j\alpha\,(\beta_o+\beta)\right]e^{\alpha e}\ (\cos\beta e + j\sin\beta e) - \right.$$

$$\left. - \left[(\beta_o-\beta)^2-\alpha^2+2j\alpha\,(\beta_o-\beta)\right]e^{-\alpha e}\ (\cos\beta e - j\sin\beta e)\right\}$$

que nous pouvons écrire :

$$\frac{4\beta_o\,(\beta^2+\alpha^2)}{Re\ D_T + j\ Im\ D_T}$$

où $Re\ D_T$ est la partie réelle du dénominateur de T et $Im\ D_T$ sa partie imaginaire.

Si nous effectuons les calculs nous obtenons :

$$Re\ D_T = \cos\beta e\left\{\left[\beta(\beta_o+\beta)^2-\alpha^2\beta+2\alpha^2(\beta_o+\beta)\right]e^{\alpha e} - \left[\beta(\beta_o-\beta)^2-\alpha^2\beta-2\alpha^2(\beta_o-\beta)\right]e^{-\alpha e}\right\}$$

(3-10)

$$+\sin\beta e\left\{\left[2\alpha\beta\,(\beta_o+\beta)-\alpha\,(\beta_o+\beta)^2+\alpha^3\right]e^{\alpha e} + \left[2\alpha\beta(\beta_o-\beta)-\alpha(\beta_o-\beta)^2+\alpha^3\right]e^{-\alpha e}\right\}$$

$$Im\ D_T = \cos\beta e\left\{\left[\alpha(\beta_o+\beta)^2-\alpha^3-2\alpha\beta\,(\beta_o+\beta)\right]e^{\alpha e} - \left[\alpha(\beta_o-\beta)^2-\alpha^3+2\alpha\beta(\beta_o-\beta)\right]e^{-\alpha e}\right\}$$

(3-11)

$$+\sin\beta e\left\{\left[2\alpha^2\,(\beta_o+\beta)+\beta(\beta_o+\beta)^2-\alpha^2\beta\right]e^{\alpha e} + \left[2\alpha^2(\beta_o-\beta)+\beta(\beta_o-\beta)^2-\alpha^2\beta\right]e^{-\alpha e}\right\}$$

Nous avons vu (relation 3-2) que nous pouvions écrire T sous la forme

$$T = |T|\ e^{-j\phi}$$

donc ϕ = - Arg (T) ici le numérateur étant un nombre réel , ϕ sera égal à l'argument du dénominateur de T . Par conséquent :

$$tg\ \phi = \frac{Im\ D_T}{Re\ D_T} \qquad (3\text{-}12)$$

($Im\ D_T$ et $Re\ D_T$ prenant les valeurs calculées:relations (3-10) et (3-11)).

et

$$|T|^2 = \frac{16\,\beta_o^2\,(\beta^2+\alpha^2)^2}{(Re\ D_T)^2 + (Im\ D_T)^2} \qquad (3\text{-}13)$$

Nous sommes en présence de deux équations transcendantes impossibles à résoudre par les méthodes de calcul classique. Nous avons alors été amenés à utiliser un ordinateur électronique I.B.M 1620 comme nous le verrons plus loin.

II-1-2 : Cas particulier des diélectriques sans pertes $\alpha = 0$:

La constante de propagation est alors un nombre imaginaire pur $\gamma = j\beta$. Le coefficient de réflexion s'écrit alors :

$$r = \frac{\beta_o - \beta}{\beta_o + \beta}$$

de plus $\varepsilon = \varepsilon' = n^2 = \beta^2/\beta_o^2$, on peut donc encore écrire :

$$r = \frac{1 - n}{1 + n}$$

qui est la relation classique de l'optique.

Voyons ce que devient le coefficient de transmission dans ce cas particulier , α étant nul nous avons :

$$e^{\pm\alpha e} = 1$$

et on peut écrire :

$$Re\ D_T = \cos\beta e\ \left[\beta(\beta_o+\beta)^2 - \beta\,(\beta_o-\beta)^2\right] = 4\,\beta_o\,\beta^2\cos\beta e$$

$$Im\ D_T = \sin\beta e\ \left[\beta\,(\beta_o+\beta)^2 + \beta\,(\beta_o-\beta)^2\right] = 2\,\beta\,(\beta_o^2+\beta^2)\sin\beta e$$

le coefficient de transmission complexe devient :

$$T = \frac{4\,\beta_o\beta^2}{4\,\beta_o\beta^2\cos\beta e + 2j\beta\,(\beta_o^2+\beta^2)\sin\beta e}$$

$$T = \frac{1}{\cos \beta e + j \dfrac{(\beta_o^2 + \beta^2)}{2 \beta_o \beta} \sin \beta e}$$

$$T = \frac{1}{\cos \beta e + j \dfrac{(1 + \dfrac{\beta^2}{\beta_o^2})}{2 \beta/\beta_o} \sin \beta e} = \frac{1}{\text{Cos } \beta e + j \dfrac{1+n^2}{2n} \sin \beta e}$$

qui donne en séparant parties réelle et imaginaire :

$$\text{tg } \phi = \frac{1+n^2}{2n} \text{ tg } \beta e = \frac{1+n^2}{2n} \text{ tg } \beta_o \, n \, e \qquad (3.14)$$

et

$$|T|^2 = \frac{1}{\cos^2 \beta_o e \, n + \dfrac{(1+n^2)^2}{4n^2} \sin^2 \beta_o \, n \, e} = \frac{4 n^2}{4n^2 \cos^2 \beta_o \, ne + (1+n^2)^2 \sin^2 \beta_o \, ne}$$

(3-15)

Ces relations sont analogues à celles déjà calculées (2-10) et (2-11) lors des études faites au second chapitre, et nous voyons :

- 1°) que les courbes de ϕ et de $|T|^2$ sont de la même famille que celles représentées figure 2-11 {3} ϕ ondulera autour de la droite moyenne d'équation $\phi_o = \beta o \, ne = \beta e$ et $|T|^2$ variera sinusoïdalement.

- 2°) pour $\beta e = k\pi$ $\text{tg } \phi = \frac{1+n^2}{2n} \text{ tg } \beta e = 0$

$$|T|^2 = 1$$

La courbe ϕ coupera la droite ϕ_o, et le carré du module du coefficient de transmission sera maximum et vaudra l'unité.

L'échantillon est alors dit anti-reflet et son épaisseur sera:

$e = \frac{k\pi}{\beta} = \frac{k \, \pi . \, \lambda}{2 \, \pi} = k \, \frac{\lambda}{2}$ ou λ est la longueur d'onde dans l'échantillon : $\lambda = \frac{\lambda_o}{n}$.

- 3°) $\beta e = (2k+1)\frac{\pi}{2}$ $\quad tg\,\phi = \frac{1+n^2}{2n}\, tg\,\beta e = \infty$

$$|T|^2 = \frac{4n^2}{(1+n^2)^2} < 1$$

La courbe ϕ coupe encore la droite ϕ_o, et le carré du module du coefficient de transmission sera minimum et vaudra :

$$|T|^2 = \frac{4n^2}{(1+n^2)^2}$$

L'échantillon est alors dit reflet et son épaisseur sera :

$$e = (2k+1)\frac{\pi}{2\beta} = (2k+1)\frac{\lambda}{4}$$

- 4°) Par ailleurs si nous ne connaissons, ni l'épaisseur ni l'indice du matériau à étudier les deux équations transcendantes (3-14) et (3-15) peuvent nous permettre de les obtenir.

II-2 : Etude du coefficient de réflexion d'une lame à faces parallèles :

Je n'expliciterai pas ce calcul ici, la partie réflexion étant traitée en détail par Claude MARZAT dans son travail de thèse {24}.

Je signalerai néanmoins que la méthode que nous venons d'appliquer au calcul du coefficient de transmission complexe peut encore être utilisée ici.

Les résultats obtenus sont en parfait accord avec ceux de Claude MARZAT qui a utilisé une méthode de report d'impédance.

Le coefficient de réflexion complexe $R = E_1^- / E_1^+$ que nous avons obtenu peut s'écrire , en fonction de la constante de propagation complexe $\gamma = \alpha + j\beta$.

$$R = \frac{(\beta_o-\beta+j\alpha)(\beta_o+\beta-j\alpha)\left[(1-e^{-2\alpha e}\cos\beta e)+j\, e^{-2\alpha e}\sin\beta e\right]}{\left[(\beta_o+\beta-j\alpha)^2-(\beta_o-\beta+j\alpha)^2\, e^{-2\alpha e}\cos\beta e\right] + j\,(\beta_o-\beta+j\alpha)^2\, e^{-2\alpha e}\sin 2\beta e} \qquad (3\text{-}16)$$

Cette relation permet, en séparant parties réelle et imaginaire de déterminer le module du coefficient de réflexion $|R|$ et sa phase ψ .

Les mesures par réflexion sont cependant impossibles, quand l'échantillon est anti-reflet. Dans ces conditions, nous plaçons derrière le diélectrique à étudier et à $k\,\lambda_o/2$ de son plan médian, un miroir métallique (court-circuit). Cet ensemble schématisé figure 3-3 donne :

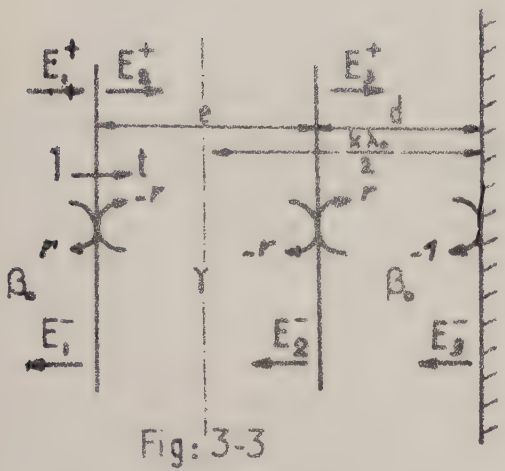


Fig: 3-3

$$E_2^+=(1+r)E_1^+ - re^{-\gamma e} E_2^-$$

$$E_3^+=(1-r)\, e^{-\gamma e} E_2^+ + re^{-j\beta_0 d} E_3^-$$

$$E_3^-=-e^{-j\beta_0 d} E_3^+$$

$$E_2^-=(1+r)\, e^{-j\beta_0 d} E_3^- - r\, e^{-\gamma e} E_2^+$$

$$E_1^-=(1-r)\, e^{-\gamma e} E_2^- + r E_1^+$$

Comme au paragraphe précédent, nous pouvons encore définir le coefficient de réflexion avec le court-circuit par:

$$R_{cc} = E_1^- / E_1^+$$

qui conduit en utilisant la méthode de calcul utilisée précédemment à :

$$R_{cc} = \frac{r\,(1+r\,e^{j\beta_0 e})-e^{-2\gamma e}\,(r+\,e^{j\beta_0 e})}{(1+re^{j\beta_0 e}) - r\,e^{-2\gamma e}(r+e^{j\beta_0 e})}$$

Ce résultat est identique à celui obtenu par Claude MARZAT qui a utilisé ici encore la méthode du report d'impédance.

En séparant partie réelle et imaginaire nous pouvons obtenir comme dans les cas précédents, la phase ψ_c et le module de ce coefficient de réflexion $|R_{cc}|$

III. - RESOLUTION DES EQUATIONS DE PROPAGATION, PAR UNE METHODE D'APPROXIMATIONS SUCCESSIVES. -

C'est la première méthode que nous avions mise au point, Claude MARZAT et moi, pour nos mesures sur des diélectriques homogènes.

Les équations de transmission (3-12) et (3-13) sont , comme nous l'avons vu, des équations transcendantes, que l'on ne peut résoudre par des méthodes classiques. Pour arriver à ce but nous avons dû utiliser un ordinateur électronique I.B.M. 1620.

Posons le problème :

Les valeurs expérimentales donnent : ϕ et $|T|^2$. De plus, nous avons vu au premier paragraphe qu'il était facile de déterminer des valeurs approchées de α_a et de β_a lorsque l'on négligeait les réflexions multiples à l'intérieur de l'échantillon. Ces valeurs approchées sont :

$$\beta_a = \beta_o \left(\frac{\Delta x}{e} + 1 + k\frac{\lambda_o}{2}\right)$$

et

$$\alpha_a = \frac{1}{2e} \text{Log}\left(\frac{1}{|T|^2}\right)$$

A partir des valeurs approchées α_a et β_a, nous voulons obtenir les valeurs exactes α, β (qui donnent ε' et ε'') à partir des valeurs exactes de ϕ et $|T|^2$ obtenues expérimentalement.

Considérons deux fonctions $f(\alpha,\beta) = f$ et $g(\alpha,\beta) = g$ dont nous connaissons les valeurs, faisons un développement de Taylor que nous limiterons au premier ordre, nous avons {5, 6}

$$f = f(\alpha_a,\beta_a) + (\alpha-\alpha_a)\frac{\partial f(\alpha_a,\beta_a)}{\partial\alpha} + (\beta-\beta_a)\frac{\partial f(\alpha_a,\beta_a)}{\partial\beta} + \ldots\ldots$$

$$g = g(\alpha_a,\beta_a) + (\alpha-\alpha_a)\frac{\partial g(\alpha_a,\beta_a)}{\partial\alpha} + (\beta-\beta_a)\frac{\partial (\alpha_a,\beta_a)}{\partial\beta} + \ldots.$$

pour simplifier l'écriture, appelons :

$f(\alpha_a, \beta_a) = f(a))$ $\qquad$ $g(\alpha_a, \beta_a) = g(a)$

$d\alpha = \alpha - \alpha a$ $\qquad$ $d\beta = \beta - \beta a$

$$\frac{\partial f(\alpha_a,\beta_a)}{\partial\alpha} = f'(\alpha) \qquad \frac{\partial f(\alpha_a,\beta_a)}{\partial\beta} = f'(\beta)$$

$$\frac{\partial g(\alpha_a,\beta_a)}{\partial\alpha} = g'(\alpha) \qquad \frac{\partial g(\alpha_a,\beta_a)}{\partial\beta} = g'(\beta)$$

on obtient :

$$d\beta \neq \frac{f-fa - f'(\alpha)\, d\alpha}{f'(\beta)} \qquad (3\text{-}18)$$

$$d\alpha \neq \frac{(g-ga)\, f'(\beta) - (f-fa)\, g'(\beta)}{f'(\beta)\, g'(\alpha) - f'(\alpha)\, g'(\beta)} \qquad (3\text{-}19)$$

Nous pouvons donc faire sur l'ordinateur le calcul numérique de ϕ, $|T|^2$ et de leurs dérivées dont nous aurons au prélable établi les équations littérales. Puis nous pouvons calculer à partir des relations (3-18) et (3-19), $d\alpha$ et $d\beta$ et poser de nouvelles valeurs approchées.

$$\alpha_{ac} = \alpha_a + d\alpha \quad \text{et} \quad \beta_{ac} = \beta_a + d\beta$$

à l'aide de ces nouvelles valeurs nous pouvons refaire le calcul, et recommencer de nouvelles boucles jusqu'à ce que les valeurs calculées soient

égales, ou suffisamment proches des valeurs vraies, obtenues expérimentalement. Le calcul se poursuivra automatiquement, jusqu'à ce que la précision demandée à l'ordinateur soit atteinte. Cette méthode est généralement appelée méthode de Newton {7 , 8}.

Le programme origine est réalisé en langage FORTRAN 1, Version 2, virgules cablées ; il permet d'avoir α et β à partir des données expérimentales, de l'épaisseur de l'échantillon et de la longueur d'onde.

IV. - REALISATION DE TABLES ET D'ABAQUES INDEPENDANTS DE LA LONGUEUR D'ONDE PERMETTANT D'OBTENIR LA PERMITTIVITE COMPLEXE A PARTIR DES RESULTATS EXPERIMENTAUX. -

Le temps de travail machine important que demande les méthodes d'approximations successives, nous a encouragés à entreprendre la réalisation d'une table qui nous permettrait de nous passer, celle-ci terminée, de l'intermédiaire d'un ordinateur.

Cette entreprise nous a demandé pour être menée à bien plus de six mois de travail ; ne pouvant disposer que cinq heures par semaine de l'ordinateur I.B.M. 1620 qui, à cette époque, était le seul à la Faculté.

IV-1 : Réalisation des Tables {9} :

IV-1-1 : Remarque préliminaire :

Si nous observons les relations (3-12) , (3-13), (3-16) et (3-17) nous voyons que si nous multiplions par λ_o : β_o , β , α et si nous divisons par λ_o l'épaisseur e, nous ne changeons pas les valeurs de ϕ, ψ , ψ_c, $|T|^2$, $|R|^2$ $|R_{cc}|^2$.

Il est donc possible de réaliser des tables indépendantes de la longueur d'onde.

IV-1-2 : Etude du programme origine :

Nous avons fait cette étude comme la précédente en FORTRAN 1, et nous nous sommes servis d'un ordinateur I.B.M. 1620.

La réalisation du programme origine est très simple, nous donnons à l'ordinateur des valeurs de e , ε' et ε'' et il calcule ϕ, ψ , ψ_c , $|T|^2$, $|R|^2$ $|R_{cc}|^2$. En fait il ne donne pas exactement les phases, mais des valeurs obtenues expérimentalement et qui sont :

$$\Delta X_1 = \frac{\Delta x_1}{\lambda_o} = \frac{\phi - 2\pi E}{2\pi}$$

$$\Delta X_2 = \frac{\Delta x_2}{\lambda_o} = \frac{\psi - 2\pi E}{4\pi}$$

$$\Delta X_3 = \frac{\Delta x_3}{\lambda_o} = \frac{\psi_c - 2\pi E}{4\pi}$$

où $E = e/\lambda_o$.

Les valeurs mesurées en mm étant Δx_1 , Δx_2 , Δx_3 comme nous le verrons plus loin (les majuscules correspondront à l'unité de longueur d'onde).

Bien que, dans les équations du coefficient de transmission n'interviennent pas directement ε' et ε'' mais α et β , la correspondance est très simple ; en effet :

Nous avons vu que $\varepsilon' = \dfrac{\beta^2 - \alpha^2}{\beta_o^2}$

et $\varepsilon'' = \dfrac{2\,\alpha\,\beta}{\beta_o^2}$

nous avons donc : $\beta = \beta_o \sqrt{\dfrac{\varepsilon' + \sqrt{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2}}{2}}$

et : $\alpha = \dfrac{\varepsilon'' \beta_o^2}{2\beta}$

Un calcul préliminaire inclus dans le programme se chargera de cette transformation.

IV-1-3 : Réalisation pratique, utilisation :

Un système de pas, régulier pour ε' et variable pour ε'', permet avec une seule carte d'entrée, d'obtenir tous les résultats relatifs à une épaisseur donnée, entre deux limites déterminées à volonté, et pour $\varepsilon'' = 0$; 0,01 ; 0,02 ; .... 0,1 ; 0,2 ; .... 1. Ces valeurs de ε'' sont incluses dans le programme. Elles sont en général largement suffisantes pour l'étude des matériaux usuels. Si l'on voulait en augmenter la gamme, il suffirait de modifier deux cartes du programme origine.

Quant à ε', nous l'avons fait varier de 1,5 à 10 par saut de 0,5 ; permettant ainsi de couvrir une gamme assez importante, dans laquelle se trouve la plupart des matériaux que nous désirons étudier. Si nous désirions modifier les variations ou les limites de ε' , il suffirait de l'indiquer dans la carte d'entrée.

Quant à l'épaisseur réduite $E = e/\lambda_o$, nous la ferons varier de 0,1 à 2 par bond de 0,05 ; cette gamme comme les précédentes peut, bien entendu, s'étendre indéfiniment.

La durée du calcul est ici acceptable. Il faut environ 7 secondes pour obtenir tous les coefficients de propagation correspondant à un ensemble de valeurs e , ε' et ε''.

L'ensemble de ce travail représente 342 pages, groupant au total 13.680 résultats complets (pour une permittivité complexe et une épaisseur donnée).

Sur ces tables, E représente l'épaisseur réduite e/λ_o , $E_1 = \varepsilon'$

$E_2 = \varepsilon''$, $T2 = |T|^2$, $RA2 = |R|^2$, $RC2 = |R_{cc}|^2$. Leur utilisation est très simple ; en effet comme nous pouvons le constater, l'influence de ε'' sur les phases (ΔX_1 , ΔX_2 , ΔX_3) est très faible. Il suffira donc pour avoir ε' , avec déjà une bonne précision, et connaissant l'épaisseur, de chercher pour $\varepsilon'' = 0$ (Ière ligne) la valeur expérimentale (ΔX_1 , ΔX_2 ou ΔX_3) suivant la méthode utilisée pour les mesures).

Dans le cas général les valeurs expérimentales et la valeur de E, ne seront pas sur les tables, il suffit alors d'interpoler suivant le schéma représenté figure 3-4.

Sur ce schéma de principe, ΔX représente indifféremment ΔX_1 , ΔX_2 ou ΔX_3 et C2 représente T2 , RA2 our RC2 , suivant la méthode utilisée pour les mesures. Nous y trouvons deux parties :

La première partie consiste à encadrer les valeurs expérimentales, par des valeurs trouvées sur les tables. Cette première partie est immédiate, et ne présente aucune difficulté.

La seconde partie est réservée aux interpolations. Une première interpolation sur C2 donnera les valeurs approchées ε''_{11} et ΔX_{11} correspondantes, une deuxième sur ΔX donne un ε'_1 et un ε''_1 encadrant pour les deux épaisseurs les plus proches de l'épaisseur réelle, les valeurs exactes de ε' et de ε'' . Enfin, une 3ème interpolation sur l'épaisseur réduite $E = e/\lambda_o$ donnera la permittivité complexe cherchée.

Pour ces différentes interpolations, nous considérons que les variations sont linéaires, elles peuvent donc être faites par une simple règle de trois. Pour justifier cette approximation, nous avons tracé les réseaux correspondant à la transmission.

$\Delta X_1 = f(E)$ (Courbe $\varepsilon' = Cte$ pour $\varepsilon'' = 0$)

$\Delta X_1 = f(\varepsilon')$ (Courbe $E = Cte$ pour $\varepsilon'' = 0$)

$|T|^2 = f(\varepsilon'')$ { (Courbes $\varepsilon' = Cte$ pour $E = 1$) (Courbes $E = Cte$ pour $\varepsilon' = 5$)

où $E = e/\lambda_o$ et $\Delta X_1 = \Delta x_1/\lambda_o$

Ces réseaux que nous trouverons sur la figure 3-5, montrent bien la validité de l'approximation linéaire pour les faibles écarts, entre deux valeurs données par les tables.

Par ailleurs cette méthode permet d'obtenir une évaluation des incertitudes.

IV-2 : Réalisation d'un abaque indépendant de la longueur d'onde pour les diélectriques transparents ($\varepsilon'' \neq 0$).

C'est un cas assez fréquent que l'on rencontre notamment pour la plupart des monocristaux, et pour un certain nombre de diélectriques usuels.

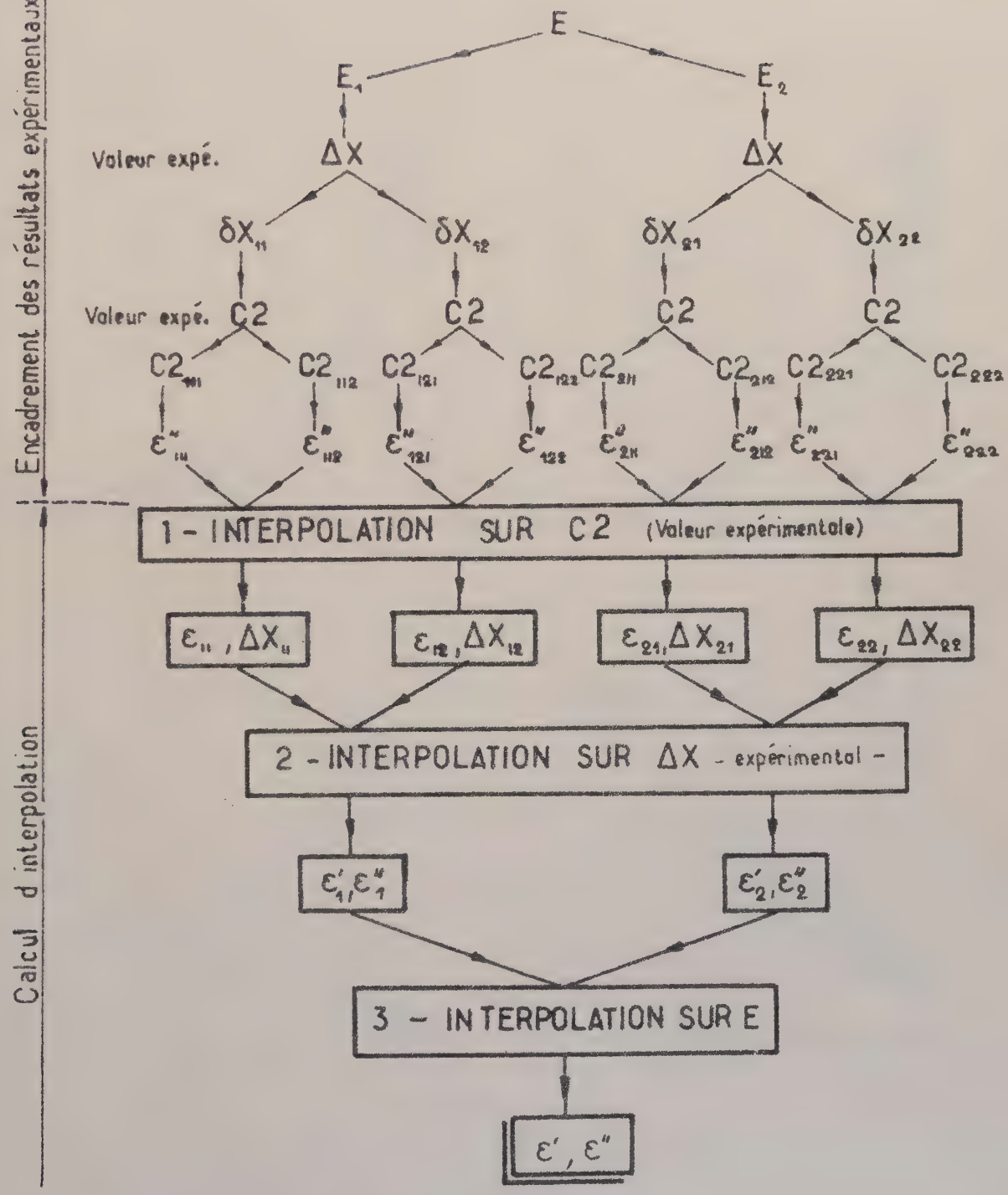
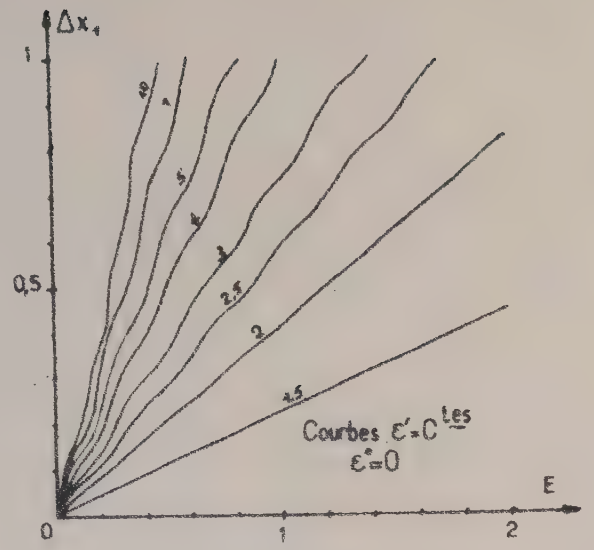
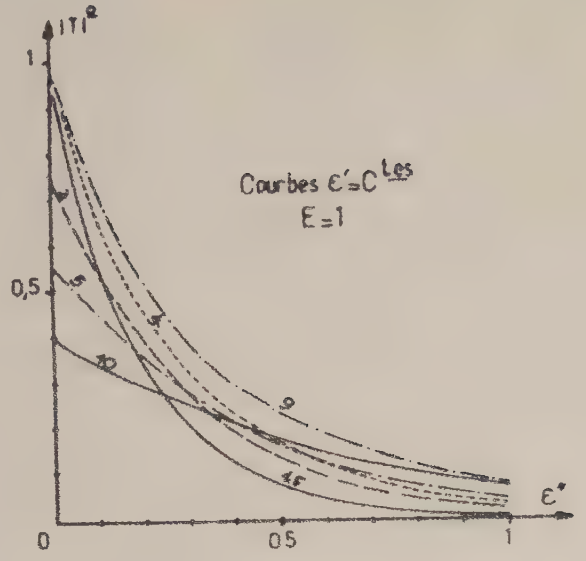
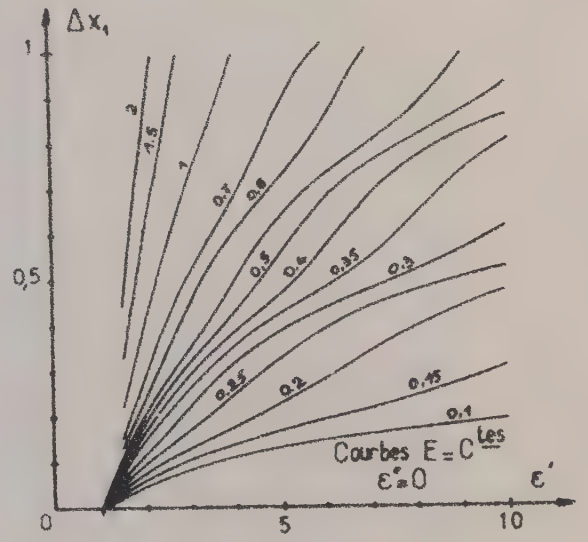

Encadrement des résultats expérimentaux
Calcul d interpolation
E
E1
E2
Valeur expé.
ΔX
ΔX
δX11
δX12
δX21
δX22
Valeur expé.
C2
C2
C2
C2
C2111
C2112
C2121
C2122
C2211
C2212
C2221
C2222
ε''111
ε''112
ε''121
ε''122
ε''211
ε''212
ε''221
ε''222
1 - INTERPOLATION SUR C2 (Valeur expérimentale)
ε11 , ΔX11
ε12 , ΔX12
ε21, ΔX21
ε22 , ΔX22
2 - INTERPOLATION SUR ΔX - expérimental -
ε'1, ε''1
ε'2, ε''2
3 - INTERPOLATION SUR E
ε', ε''

Fig: 3-4


Δx₁
1
0,5
0
1
2
E
Courbes ε'=Cte
ε"=0
10
7
5
4
3
2,5
2
1,5


|T|²
1
0,5
0
0,5
1
ε"
Courbes ε'=Cte
E=1
10
7
5
4
3
2
1,5


Δx₁
1
0,5
0
5
10
ε'
Courbes E=Cte
ε"=0
2
1,5
1
0,7
0,6
0,5
0,4
0,35
0,3
0,25
0,2
0,15
0,1

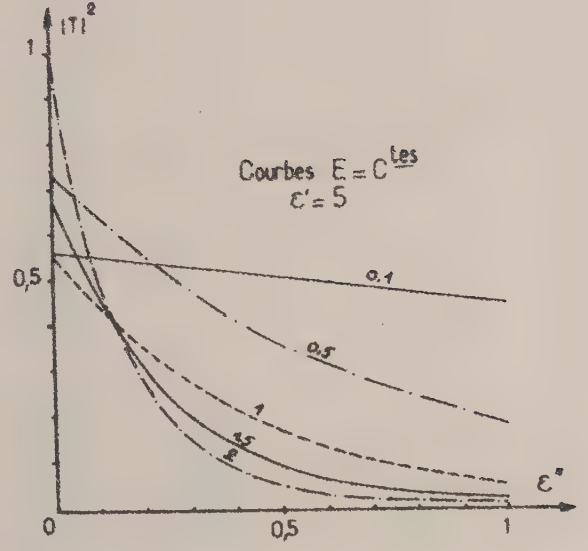

|T|²
1
0,5
0
0,5
1
ε"
Courbes E=Cte
ε'=5
0,1
0,5
1
4,5
2

Fig : 3-5

IV-2-1 : L'épaisseur de l'échantillon est mesurable :

Dans ce cas, nous avons porté en abscisse l'épaisseur de l'échantillon, et en ordonnée les valeurs de ΔX_1 , ΔX_2 et ΔX_3 prises sur les tables pour $\varepsilon'' = 0$.

Nous avons ainsi tracé les courbes $\varepsilon' = Cte$ figure 3-6.

Pour obtenir un résultat, il suffit donc de tracer une droite d'abscisse E et une autre d'ordonnée ΔX ; le point d'intersection donnera la valeur de ε' . Si ce point est situé entre deux courbes $\varepsilon' = Cte$, une interpolation donnera la valeur de ε' cherchée .

Pour réaliser cet abaque, nous avons utilisé trois échelles différentes, pour les ordonnées. Une première échelle est utilisée pour $E < 0,5$; une échelle deux fois plus petite que la précédente est utilisée pour $0,5 < E < 1$. Enfin, pour $1 < E < 2$, nous avons utilisé une troisième échelle encore deux fois plus petite que la précédente. Ces changements d'échelles sont nécessaires, les courbes $\varepsilon' = Cte$ étant d'autant plus serrées que l'on va vers $E = 0$.

L'abaque ainsi réalisé est représenté figure 3-6.

IV-2-2 : L'épaisseur de l'échantillon n'est pas mesurable :

Ce cas s'applique en particulier aux gaz ionisés, dont il est difficile de connaître l'épaisseur moyenne.

Nous avons donc tracé uniquement des abaques pour $0 < \varepsilon' < 1$ et $\varepsilon'' = 0$, car pour $\varepsilon' > 1$, $\varepsilon'' = 0$ nous avons à faire à des diélectriques usuels pour lesquels il est toujours possible (qu'ils soient solides ou liquides) de connaître l'épaisseur.

Nous avons vu au chapitre précédent, que dans le cas des diélectriques transparents, le carré du module du coefficient de transmission variait d'une manière sinusoïdale de périodicité $\beta e = 2\pi$ dépendant de $\varepsilon' = n^2 = (\beta/\beta_o)^2$ et de l'épaisseur.

Partant de cette remarque, nous voyons que la mesure de la transmission complexe peut donner, d'une part, l'épaisseur d'un échantillon transparent, d'autre part, sa permittivité, ici réelle.

Nous avons ainsi tracé deux abaques. Le premier , figure 3-7 représente les réseaux de courbes $\varepsilon' = Cte$ que nous avons fait varier de 1 à 0,01 par sauts de 0,05. Le second , figure 3-8 représente les réseaux de courbe $E = Cte$ que nous avons fait varier de 0,1 à 2,5 par sauts de 0,1.

Nous avons porté en ordonnée $\sin\left[\text{Arc Cos}\left(|T|^2\right)\right]$ et en abscisse $\sin\left[\text{Arc Cos}\left(-\frac{\Delta X_1}{5\lambda_o}\right)\right]$ (figure 3-9).

Ce type de coordonnées, qui peut a priori paraître sans grand intérêt, a le gros avantage de dilater les parties des abaques pour $|T|^2 \simeq 1$. Ceci est justifié par le fait que pour $\varepsilon' = 0,5$ les minima de $|T|^2$ sont seulement de l'ordre de 0,9.

Leur utilisation est cependant des plus simples, en effet, nous avons tracé sur ces abaques un quart de cercle, qui permet , en portant

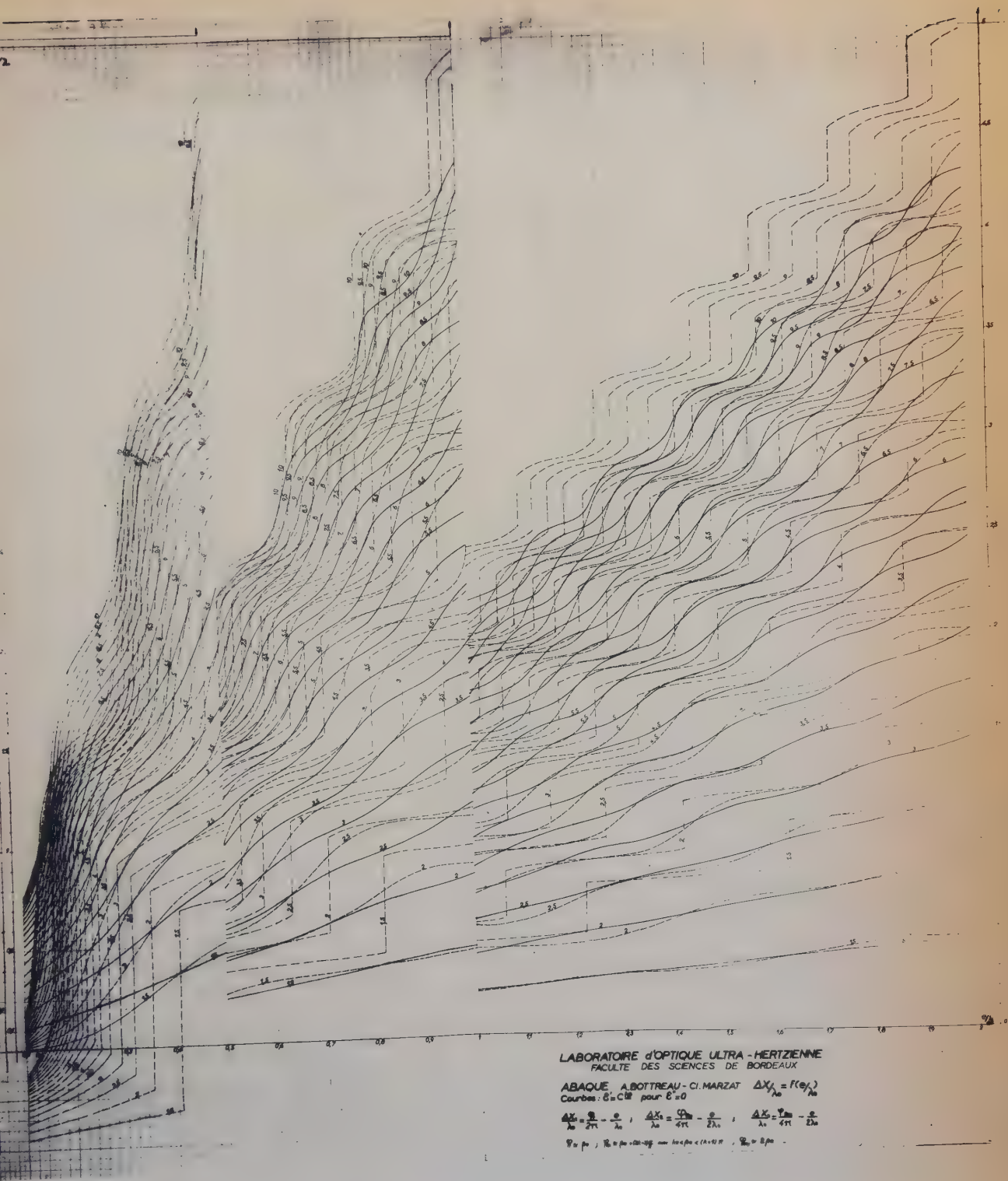

LABORATOIRE d'OPTIQUE ULTRA - HERTZIENNE
FACULTE DES SCIENCES DE BORDEAUX
ABAQUE A.BOTTREAU - Cl. MARZAT
Courbes : ε'=Cte pour ε''=0

Fig: 3_6

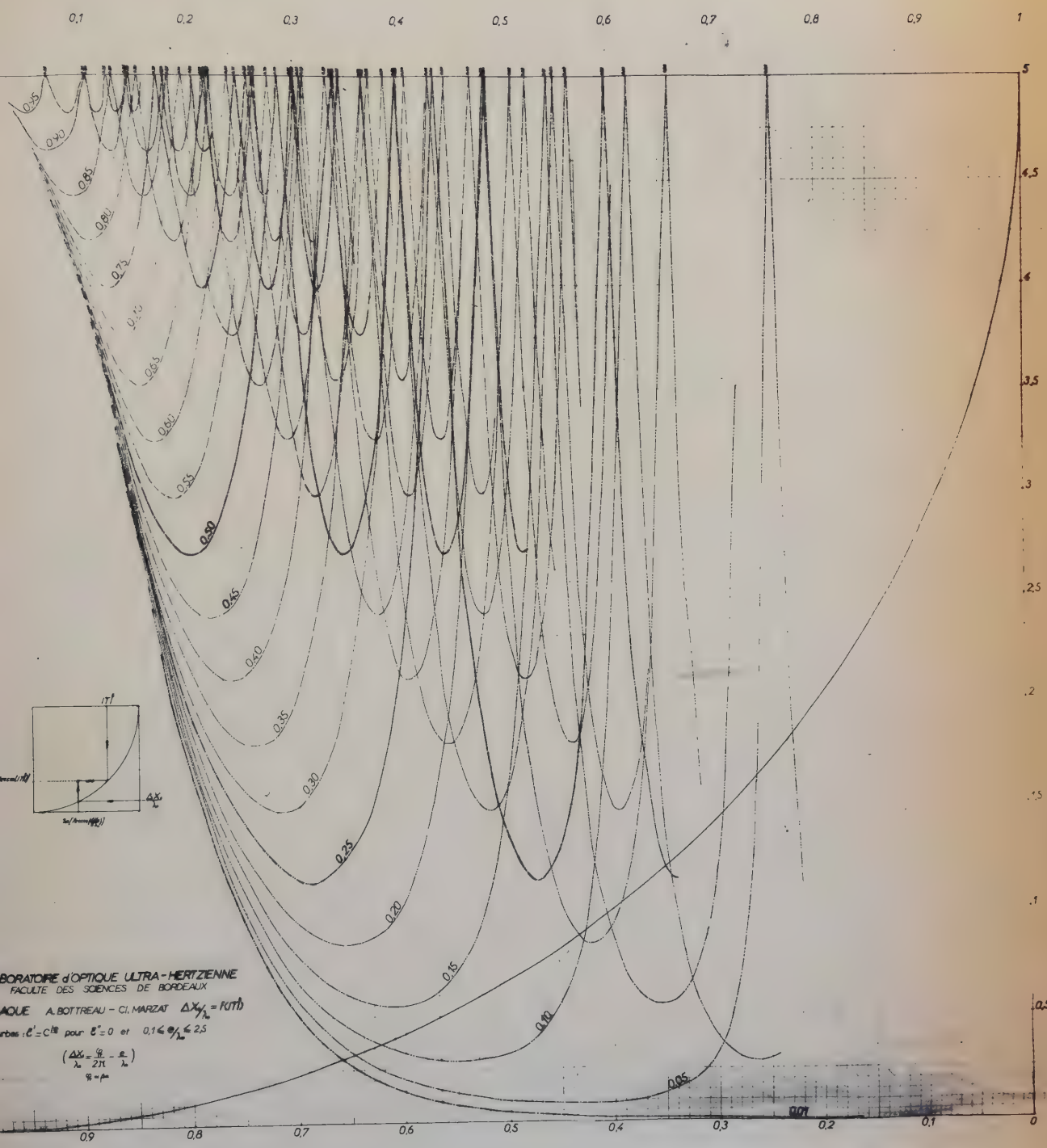

0,1
0,2
0,3
0,4
0,5
0,6
0,7
0,8
0,9
1
5
4,5
4
3,5
3
2,5
2
1,5
1
0,5
0
0,9
0,8
0,7
0,6
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1
0,95
0,90
0,85
0,80
0,75
0,70
0,65
0,60
0,55
0,50
0,45
0,40
0,35
0,30
0,25
0,20
0,15
0,10
0,05
0,01
BORATOIRE d'OPTIQUE ULTRA-HERTZIENNE
FACULTE DES SCIENCES DE BORDEAUX
AQUE A. BOTTREAU – Cl. MARZAT

Fig : 3_7

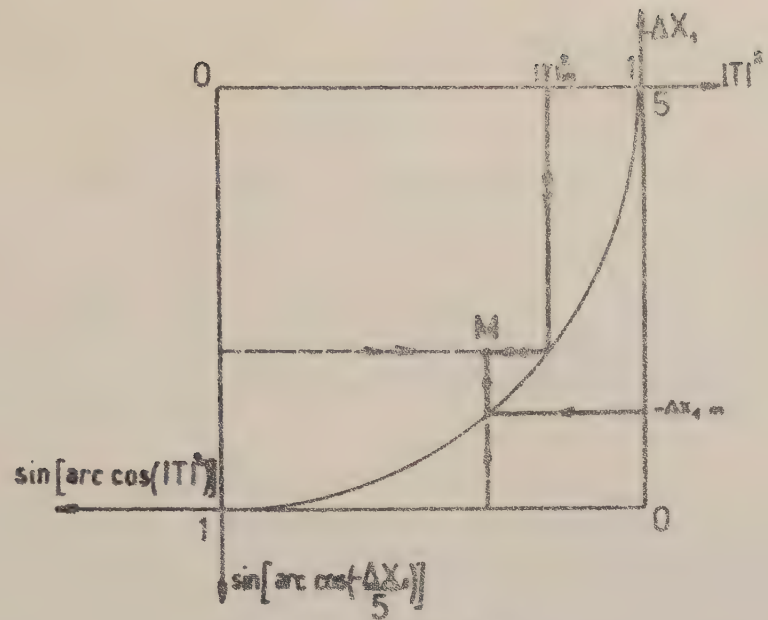


Fig: 3-9

$|T|^2$ et $-\Delta x_1/\lambda_o$ (sans aucune transformation) de déterminer directement le point M correspondant aux valeurs expérimentales (figure 3-6).

Ces abaques tracés uniquement dans le cas où $\varepsilon' < 1$, peuvent bien entendu être tracés pour $\varepsilon' > 1$, pour celà, il suffit de prendre les tables décrites précédemment et de prendre les différentes valeurs qu'elles donnent pour $\varepsilon'' = 0$.

- REFERENCES -

{1} . - R. SERVANT , Cours d'Optique Ultra-Hertzienne - propagation - 3ème Cycle , Bordeaux 1960 - 1961 .

{2} . - G. RAOULT , Les ondes centimétriques , Masson, Paris 1958.

{3} . - C.G. MONTGOMERY , Techniques des mesures en micro-ondes - Tome 2 Chiron Paris 1953.

{4} . - Cl. MARZAT , Thèse de doctorat ès-sciences physiques , Bordeaux (à paraître).

{5} . - A. BOTTREAU - Cl.MARZAT , C.R.Ac. Sci. 259 , 1964 p. 758.

{6} . - Cl. MARZAT - A. BOTTREAU , Onde Electrique , 457, 4, 1965 p. 485.

{7} . - C.B. GERMAIN , Programing the I.B.M. 1620 , Prentice Hall, 1962-65

{8} . - J.JOHNSON, A. KORSANOFF, J. LIGNAC, M. PARVU , Eléments de calcul numérique, Machines Bull - HELPE -Paris 1964.

{9} . - A. BOTTREAU - Cl. MARZAT , Tables indépendantes de la longueur d'onde permettant de déterminer la permittivité complexe d'une lame diélectrique à faces parallèles à partir des coefficients de transmission ou de réflexions.Publication interne O.U.H 1966.

CHAPITRE I-4

METHODES DE MESURE - MESURES DE RECOUPEMENT

Je ne décrirai ici que les méthodes propres à l'interféromètre par transmission, celles utilisées pour l'interféromètre par réflexion, sont basées sur les mêmes principes. Elles seront exposées dans le travail de M. Claude MARZAT {1} .

I. - MESURES DES DEPHASAGES. - {2} {3}.

Quand nous introduisons dans la branche ouverte de l'interféromètre représenté figure 2-23, un diélectrique quelconque, la phase initiale se trouve modifiée par le déphasage propre de l'échantillon.

Il faut donc repérer la phase initiale ,(figure 4-1 a), et pour celà, on égalise la puissance dans les deux bras de l'interféromètre. La réponse donnée par le cristal détecteur, monté sur le mélangeur (jonction hybride) est périodique, et les minima sont nuls. Il suffira donc de pointer un de ces minima pour repérer la phase initiale. Ce réglage préliminaire peut se faire, soit par l'intermédiaire du déphaseur monté dans le bras de référence, soit en déplaçant le cornet récepteur. Un double pointé, fait de part et d'autre du minima, permet de connaître avec précision la position du cornet récepteur.

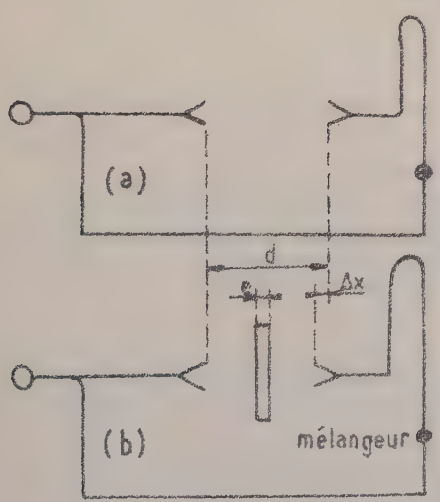


Fig : 4-1

Dans ces conditions, nous voyons que lorsque nous introduisons un échantillon dans la branche ouverte de l'interféromètre (figure 4-1-b), il suffira de déplacer le cornet récepteur et de relever sa position (correspondante au nouveau minimum) par un double pointé pris de part et d'autre de ce minimum. Le déplacement Δx est mesuré par le micrcmètre (au 1/100° de mm) monté sur le comparateur de phase (Chapitre I-2).

Nous obtenons ainsi (figure 4-3):

sans échantillon :

$$X_{01} = \frac{X_{(M_1)} + X_{(M'_1)}}{2}$$

avec échantillon :

$$X_{02} = \frac{X_{(M_2)} + X_{(M'_2)}}{2}$$

qui conduit à :

$$\Delta x_1 = X_{01} - X_{02} \qquad (4\text{-}1)$$

En convenant de prendre Δx_1 positif quand l'introduction de l'échantillon augmente le chemin optique ($\varepsilon' > 1$).

Nous avons vu au chapitre précédent que dans ces conditions :

$$\beta_o \Delta x_1 = \phi - \beta_o e + k\pi \qquad (4\text{-}2)$$

La valeur approchée de l'indice de réfraction (n_a) étant donnée comme nous l'avons vu par :

$$\Delta x_1 = (n_{a-1}) e + k \frac{\lambda_o}{2} \qquad (4\text{-}3)$$

cette valeur Δx_1 permet alors , en écrivant $\Delta X_1 = \Delta x_1/\lambda_o$ de se reporter soit aux tables, soit à la méthode de calcul par approximations successives que nous avons donnée au chapitre précédent.

L'indétermination due au nombre entier k peut être levée comme nous l'avons vu précédemment, en faisant les mesures sur deux échantillons d'épaisseurs différentes.

II. - MESURES DU CARRE DU MODULE DU COEFFICIENT DE TRANSMISSION. -

II-1 : Etude du cristal détecteur (1 N 26) :

Pour faire cette étude, il suffit d'isoler le bras de mesure, en interposant par exemple entre les cornets ,une plaque métallique ,et de mesurer la tension détectée au mélangeur ,en fonction de la position d'un atténuateur variable, que nous aurons pris soin de contrôler au préalable.

La courbe ainsi relevée est représentée figure 4-2 . Elle montre pour les bas niveaux une linéarité entre log (V) et l'atténuation en dB. Or, nous savons {4, 5} que l'atténuation en dB est définie par la relation :

$$A_{dB} = 10 \text{ Log } \frac{P_o}{P_1}$$

où P_1 est la puissance dans les conditions expérimentales et P_o la puissance initiale.

Cette relation nous montre la linéarité entre le logarithme du rapport des puissances et l'atténuation ; or, la figure 4-2 nous montre une proportionnalité entre log(V) et A(dB) tant que la tension reste faible (< à quelques mV). Par conséquent :

$$P \sim V = k E^2 \quad \text{(détection dite quadratique)}$$

et nous mesurons directement le carré du module du coefficient de transmission. (à la condition de travailler à bas niveau).

II-2 : Mesures du coefficient de transmission :

Compte tenu de ce que nous venons de voir, nous avons abandonné l'idée d'utiliser les méthodes classiques pour les mesures de $|T|^2$, et

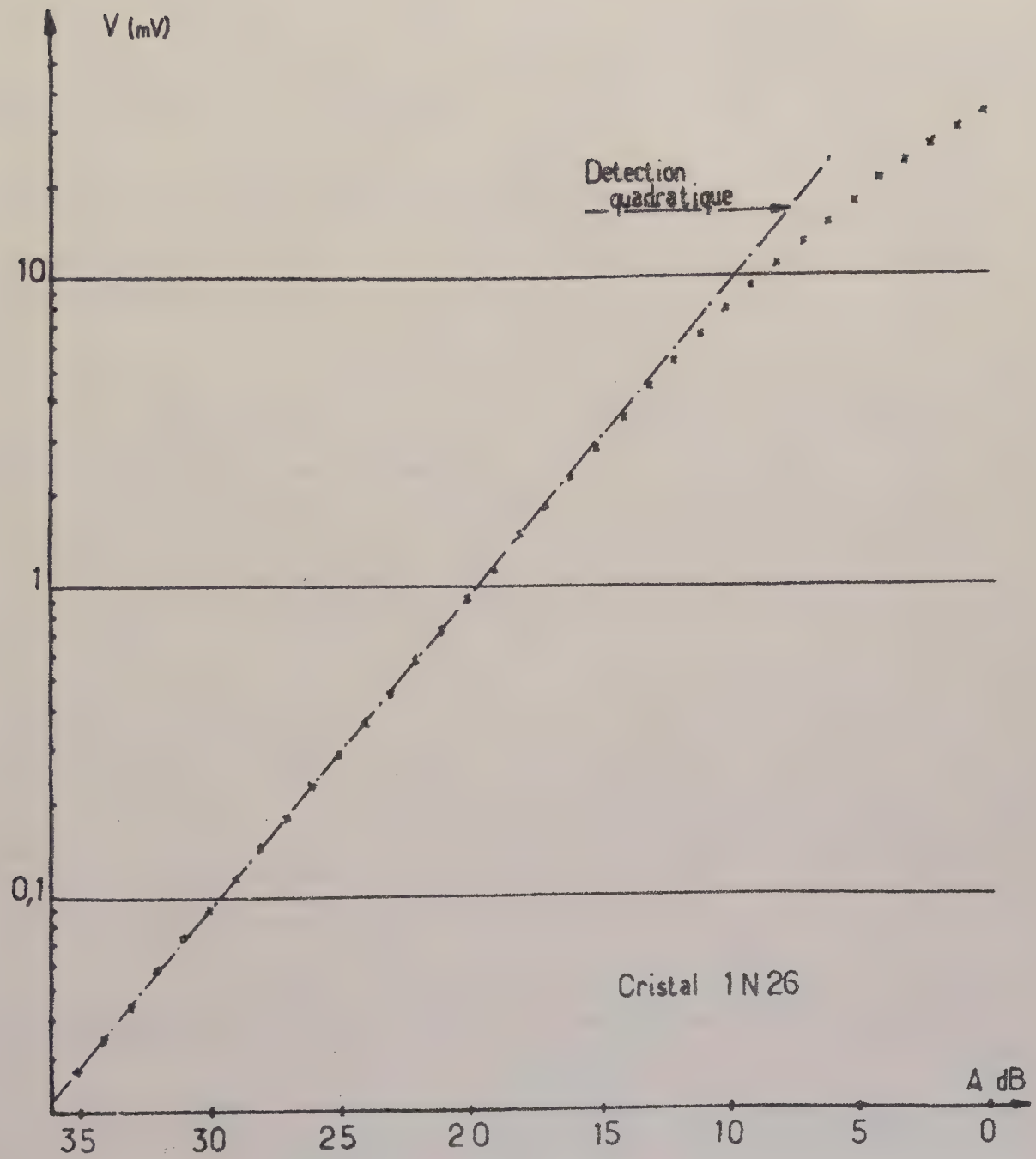

V (mV)
Detection quadratique
10
1
0,1
Cristal 1N26
A dB
35
30
25
20
15
10
5
0

Fig : 4-2

nous avons mis au point une méthode permettant de travailler continuellement à bas niveau, donc en détection quadratique.

Pour en comprendre le principe, revenons à l'étude du mélangeur que nous avons faite au paragraphe V du second chapitre.

Nous avons vu qu'au niveau du détecteur nous avions :

$$|E(C)|^2 = \frac{1}{2} \left(E^2(A) + E^2(B) \right) + E(A)\, E(B) \cos \theta$$

Cette relation devient, lorsque nous égalisons la puissance dans les deux bras de l'interféromètre :

$|E(C)|^2 = E^2(A)\,(1 + \cos \theta)$ où θ représente le déphasage entre les ondes arrivant aux entrées du mélangeur.

Par ailleurs E(A) représente l'amplitude E_o du champ électrique à l'entrée du mélangeur. Si nous travaillons à bas niveau nous aurons donc sans échantillon :

$$y_1 = V = k\, E_o^2 \left[1 + \cos (\beta_o X) \right] = 2\, k\, E_o^2 \cos^2 \frac{\beta_o X}{2} \qquad (4\text{-}4)$$

C'est une sinusoïde de périodicité $\beta_o X/2 = \pi$ $(X = \lambda_o)$, alors qu'avec échantillon, à la condition d'avoir pris soin d'égaler la puissance dans les deux bras , nous aurons :

$$y_2 = 2\, k\, |T|^2\, E_o^2 \cos^2 \frac{\beta_o (X - \Delta x_1)}{2} \qquad (4\text{-}5)$$

Les minima qui sont nuls sont obtenus dans le premier cas pour

$$\frac{\beta_o X}{2} = \frac{\beta_o X_{01}}{2} = \frac{\pi}{2} (2k + 1) \quad \left(X_{01} = \frac{\lambda_o}{2} + k\, \lambda_o \right)$$

et dans le second cas pour :

$$\frac{\beta_o (X_{01} - \Delta x_1)}{2} = \frac{\beta_o X_{02}}{2} = (2k + 1) \frac{\pi}{2} \quad \left(X_{02} = \frac{\lambda_o}{2} + k\, \lambda_o \right)$$

Pour $y_1 = y_2$, les abscisses correspondantes $X(M_1)$, $X(M'_1)$ d'une part et $X(M_2)$, $X(M'_2)$ d'autre part, prises à proximité d'un minimum conduisent en général ($|T|^2 \neq 1$) à :

$$2\, X_1 = X(M_1) - X(M'_1) \neq 2\, X_2 = X(M_2) - X(M'_2)$$

et le carré du module du coefficient de transmission s'écrit immédiatement :

$$|T|^2 = \frac{\sin^2 \frac{\beta_o X_1}{2}}{\sin^2 \frac{\beta_o X_2}{2}} = \frac{\sin^2 \pi \frac{X_1}{\lambda_o}}{\sin^2 \pi \frac{X_2}{\lambda_o}} \qquad (4\text{-}6)$$

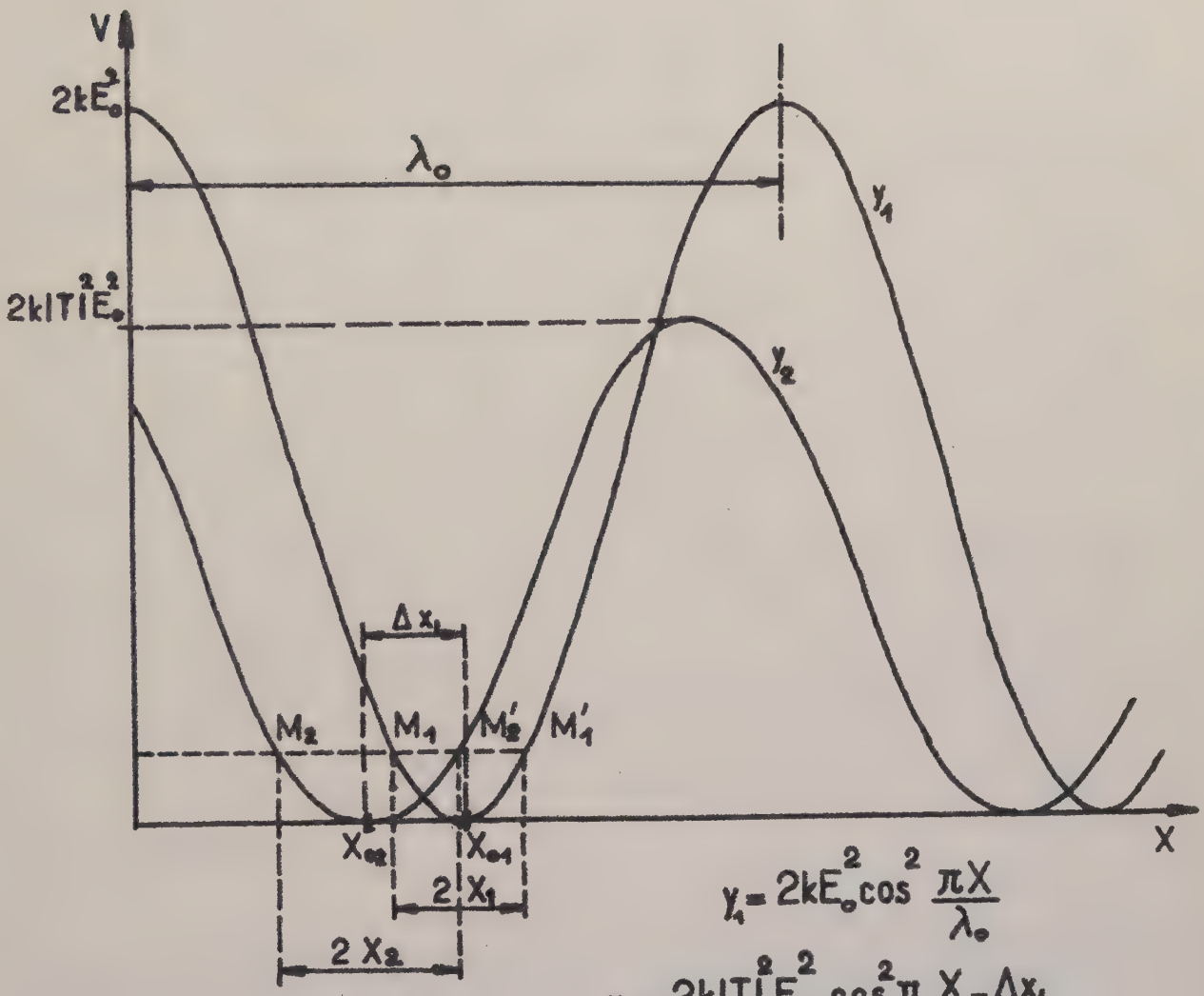


Fig : 4-3

$$\gamma_1 = 2kE_0^2 \cos^2 \frac{\pi X}{\lambda_0}$$

$$\gamma_2 = 2klTIE_0^2 \cos^2 \pi \frac{X - \Delta x_1}{\lambda_0}$$

Sur le plan pratique nous pointerons deux valeurs de part et d'autre,, et proches d'un minimum, donnant la même déviation, par exemple 0,1 mV correspondant à 100 divisions sur l'échelle la plus sensible du microvoltmètre,reliée au cristal détecteur. Nous travaillons dans ces conditions en détection quadratique,et nous obtenons par cette méthode les valeurs de X_1 et de X_2 respectivement, sans et avec échantillon (figure 4-3).

Cette méthode permet donc en faisant une seule mesure (par double pointé) de la position du cornet récepteur, sans et avec échantillon, de déterminer le coefficient de transmission complexe du diélectrique étudié.

Pour celà, il est cependant nécessaire de vérifier que l'atténuateur utilisé pour égaliser la puissance dans les deux bras, n'apporte aucune perturbations dans la mesure des déphasages. Nous avons fait cette étude pour l'atténuateur variable calibré (PP 4150 Q) monté dans le bras de référence. Elle consiste à relever la position du cornet récepteur pour chaque valeur de l'atténuation (figure 4-4). La courbe ainsi tracée montre que l'atténuateur utilisé n'apporte aucune perturbations aux mesures de phase pour des atténuations allant jusqu'à 34 dB, donc sur une gamme nettement suffisante pour les mesures courantes.

Pour égaliser la puissance dans les deux bras avec précision, nous réglons l'atténuateur, non pas au minimum, mais très proche de celui-ci, sur le flanc de la courbe,tout en restant dans l'échelle la plus sensible du microvoltmètre.

Il est à remarquer, que l'atténuateur variable calibré, donne déjà l'atténuation en dB avec une assez bonne précision, ce qui permet de contrôler les valeurs calculées de $|T|^2$; en effet nous avons :

$A_{dB} = 10 \log \frac{P_o}{P_1}$ qui se traduit dans le cas d'une détection quadratique par :

$$A_{dB} = 10 \log \frac{1}{|T|^2} \qquad (4\text{-}7)$$

Les méthodes de mesures interférométriques que nous venons de décrire permettent de déterminer par la même opération à la fois ϕ et $|T|^2$ donc le coefficient de transmission complexe d'une lame diélectrique à faces parallèles.

III. - MESURES DE RECOUPEMENT. -

Les mesures de recoupement ont été faites sur des diélectriques industriels, que l'on peut trouver dans le commerce sous forme de plaques. Les échantillons utilisés présentaient une surface suffisamment grande (250 x 250 mm) pour éliminer tout risque de diffraction.

Ces mesures nous ont permis d'une part, de tester les différentes méthodes de dépouillement des mesures, exposées au chapitre précédent, d'autre part, de contrôler la fiabilité et la précision de notre interféromètre.

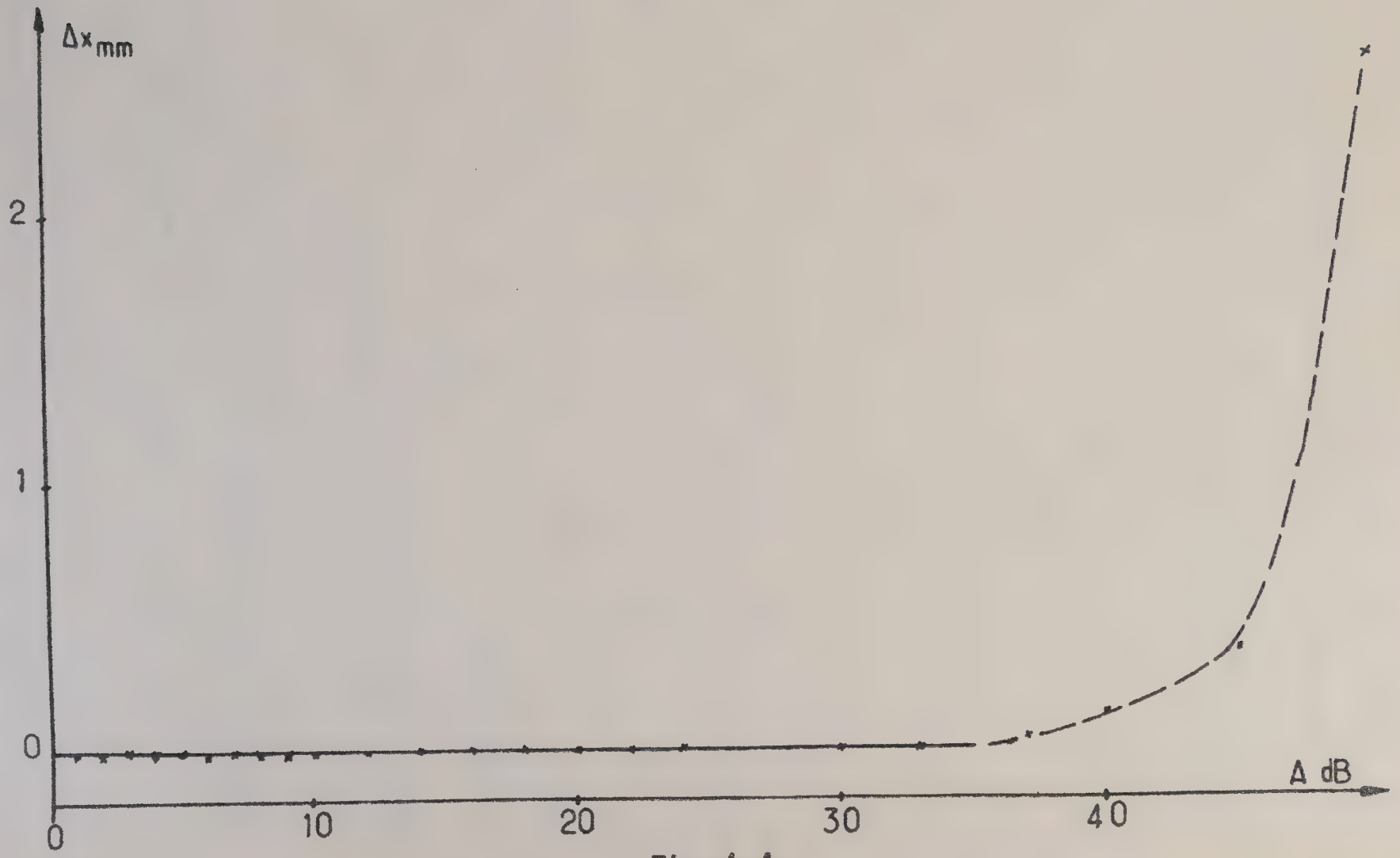


Fig: 4-4

III-1 : Utilisation de la méthode de Newton (Chapitre III-1) :

Nous avons fait des mesures sur des matériaux transparents et sur des diélectriques absorbants.

Cette méthode étant la première que nous avons mise au point, pour la contrôler et être certain d'être dans la bonne détermination, nous avons fait de très nombreuses mesures sur des échantillons à faces parallèles, et pour chaque matériau, nous avons fait les mesures pour plusieurs épaisseurs.

L'évaluation des incertitudes est déduite des courbes de Gauss (largeur à mi-hauteur) obtenues pour le terme réel et le terme imaginaire de la permittivité complexe de chaque matériau (pour chacun d'eux une trentaine de mesures ont été faites).

Les résultats obtenus sont consignés dans le tableau 4-1 :

Matériau	ε'	$\Delta\varepsilon'/\varepsilon'$	ε''	$\Delta\varepsilon''/\varepsilon''$
Gaflon	2,069 ± 0,005	0,0024	0,005 ± 0,001	0,2
Lucoflex jaune	2,757 ± 0,003	0,0011	0,024 ± 0,013	0,5
Lucoflex rouge (feuilleté)	2,7815 ± 0,0015	0,0005	0,018 ± 0,015	0,8
Mousse de polystyrène	1,01165 ± 0,00005	0,00005	0,00083 ± 0,00065	0,78
Bakélite	3,826 ± 0,024	0,0063	0,261 ± 0,040	0,15
Canevasite	3,569 ± 0,029	0,0081	0,218 ± 0,060	0,27
Dellite	3,559 ± 0,021	0,0059	0,221 ± 0,041	0,18

TABLEAU 4-1

Cette méthode montre la grande précision obtenue sur ε' , alors que les mesures de ε'' sont entâchées d'une erreur relative assez importante, du moins pour les diélectriques sans perte ($\varepsilon'' \simeq 0$)

III-2 : Utilisation des tables :

J'ai, à partir des mesures expérimentales, utilisé le principe de calcul que j'ai mis au point et que j'ai exposé au chapitre précédent, pour l'utilisation des tables.

Nous avons ainsi obtenu le tableau 4-2 qui donne la permittivité de plusieurs diélectriques .

Matériaux	ε'	$\Delta\varepsilon'/\varepsilon'$	ε''	$\Delta\varepsilon''/\varepsilon''$
Gaflon	2,051 ± 0,015	0,007	< 0,01	
Plexiglass	2,596 ± 0,016	0,0058	0,023 ± 0,015	0,65
Lucoflex	2,756 ± 0,0008	0,0029	0,0245 ± 0,0015	0,61
Bakélite	3,841 ± 0,077	0,02	0,32 ± 0,05	0,15
Ferritite	5,295 ± 0,030	0,0057	0,115 ± 0,009	0,078
Permalite	3,45 ± 0,06	0,0145	0,320 ± 0,015	0,047
Canevasite	3,64 ± 0,06	0,0165	0,21 ± 0,08	0,38
Dellite	3,66 ± 0,08	0,021	0,25 ± 0,02	0,08

TABLEAU 4 - 2

Comme dans la première méthode de calcul, nous voyons que ε' est connue avec une très bonne précision, alors que l'erreur relative commise sur ε'' peut être relativement importante, notamment dans le cas des diélectriques transparents.

IV. - CONCLUSION . -

Comme nous venons de le voir les méthodes de mesures sont très simples, et donnent par la même opération, les valeurs de $|T|^2$ et de ϕ .

Par ailleurs, les valeurs de la permittivité complexe des matériaux que nous avons étudiés sont en bon accord avec les valeurs données par différents auteurs {6 à 12} (qui utilisaient diverses méthodes), ce qui justifie la validité et la nécessité des calculs, ainsi que celles des programmes réalisés, pour tenir compte des réflexions multiples à l'intérieur des échantillons. Nos méthodes d'interprétation nous permettent d'obtenir la permittivité complexe des échantillons étudiés avec une très bonne précision. Dans le suite de ce travail, nous utiliserons uniquement les tables que nous avons réalisées, pour interpréter nos résultats expérimentaux, ce qui nous dispense désormais de passer par l'intermédiaire d'un ordinateur.

- REFERENCES -

{1} . - Cl. MARZAT , Thèse de doctorat ès-sciences physiques (à paraître)
{2} . - A. BOTTREAU, Cl. MARZAT , C.R.Ac. Sci. 259 , 1964, p. 758.
{3} . - Cl. MARZAT, A. BOTTREAU , Onde Electrique , 457 - 4 , 1965 , p. 485.
{4} . - P. LOUDETTE , Cours d'Optique Ultra-Hertzienne, Technique des micro-ondes - 3ème cycle , Bordeaux 1960/1961.
{5} . - C.G. MONTGOMERY, Technique des mesures en micro-ondes , Chiron, Paris, 1953.
{6} . - Cl. DEMAU , Thèse 3ème cycle, Bordeaux 1962.
{7} . - Cl. FAURE , Thèse 3ème cycle, Bordeaux 1961.
{8} . - J. ROSMORDUC , Thèse 3ème cycle, Bordeaux 1962.
{9} . - G. DELBOS , Thèse 3ème cycle, Bordeaux 1963.
{10} . - J. LISSAYOU , Thèse 3ème cycle, Bordeaux 1963.
{11} . - A. Von HIPPEL , Les diélectriques et leurs applications, Dunod,1961.
{12} . - D. ALLAB , Thèse 3ème cycle, Paris , 1963.

-:-:-:-:-

CHAPITRE I-5

REALISATION D'UNE OPTIQUE FOCALISANTE

I. - INTRODUCTION. -

Nous avons réalisé jusqu'ici un interféromètre permettant de faire des mesures de permittivité avec une grande précision. Sous cette forme, il présentait un gros inconvénient : les échantillons à étudier devaient avoir une surface relativement grande afin d'éviter les risques de diffraction , son utilisation était de ce fait limitée aux matériaux que l'on ne pouvait trouver que sous de grandes dimensions.

Afin d'augmenter les limites de notre interféromètre nous avons pensé y adapter une optique focalisante qui permettrait de réduire, dans de grandes proportions, la taille des échantillons à étudier.

On sait en effet {1} que si nous voulons, à l'air libre, obtenir un faisceau électromagnétique dont les dimensions transversales sont du même ordre de grandeur que la longueur d'onde, il faut avoir recours aux interférences qui se produisent dans la zone de Fresnel d'un aérien, ainsi on obtient localement, un "guidage apparent" de l'onde électromagnétique. C'est ce phénomène qui se produit au foyer d'une lentille.

II. - ETUDE THEORIQUE. -

II-1 : Rappel :

Le problème de la structure du champ d'une lentille a été traité en hyperfréquences par plusieurs auteurs {1 à 6} .

Je donnerai ici un rappel théorique utilisant la notion de spectre d'ondes planes {7} défini par :

$$F(U,V) = \iint_{-\infty}^{\infty} E(x,y,o)\, e^{2j\pi(Ux + Vy)}\, dx\, dy \quad (5\text{-}1)$$

En effet les problèmes d'interférences étant un cas particulier des problèmes de diffraction , {7} {8}, les équations de diffraction peuvent être transposées aux interférences.

Nous travaillons en polarisation rectiligne $E = Ex$ et $Ey = 0$ - par conséquent (5-1) nous donne :

$$E(x,y,o) = Ex(x,y,o) = T.F.\ [F(U,V)]$$

Le champ $E(x,y,z)$ sera alors défini par :

$$E(x,y,z) = \iint_{-\infty}^{\infty} F(U,V) \cdot \Gamma(U,V,z)\, e^{-2\pi j(Ux+Vy)}\, dx\, dy \qquad (5\text{-}2)$$

où {1} : $\Gamma(U,V,z) = e^{-j\beta_o z \left[1 - \frac{4\pi^2}{\beta_o^2}(U^2+V^2)\right]^{1/2}}$

Dans le cas où on limite le spectre d'ondes planes à un petit cône autour de l'axe optique :

$$\left[1 - \frac{4\pi^2}{\beta_o^2}(U^2+V^2)\right]^{1/2} \simeq 1 - \frac{2\pi^2}{\beta_o^2}(U^2+V^2)$$

et alors :

$$\Gamma(U,V,z) = e^{-j\beta_o z}\; e^{j\pi z\lambda_o (U^2+V^2)}$$

La transformée de Fourier $g(x,y,z)$ de la fonction $\Gamma(U,V,z)$ est alors connue et vaut : {1}

$$g(x,y,z) = j\,\frac{e^{-j\beta_o z}}{\lambda_o z}\; e^{-j\pi \frac{x^2+y^2}{\lambda_o z}} \qquad (5\text{-}4)$$

la relation (5-2) nous montre que :

$$E(x,y,z) = \text{T.F.}\left[F(U,V) \cdot \Gamma(U,V,z)\right]$$

$$= \text{T.F.}\left[F(U,V)\right] * \text{T.F.}\left[\Gamma(U,V,z)\right] \qquad (5\text{-}5)$$

La relation (5-5) devient alors, compte tenu de (5-4) et de (5-1) :

$$E(x,y,z) = E(x,y,o) * g(x,y,z)$$

soit :

$$E(x,y,z) = \iint_{-\infty}^{\infty} E(x-x',\, y-y')\; g(x',y',z)\, dx'\, dy' \qquad (5\text{-}6)$$

ou encore, compte tenu de la commutativité des produits de convolution :

$$E(x,y,z) = \iint_{-\infty}^{\infty} E(x',y')\; g(x-x',\, y-y',z)\, dx'\, dy' \qquad (5\text{-}7)$$

A partir de ces relations il est alors possible de déterminer la distribution du champ pour $z > 0$. Ce calcul a déjà été fait {1} pour le cas, où dans toute l'ouverture, la fonction $E(x,y,o)$ est une fonction à module constant : E_o, et nulle au delà . Je vais l'entreprendre dans notre cas particulier.

II-2 : Application de cette théorie à notre cas :

II-2-1 : Calcul de E(x,y,o) :

Faisons l'hypothèse pour ce calcul que le champ E(x,y,o) dans l'ouverture, est égale au champ électrique (à une constante près), à la sortie des "diaphragmes tubulaires".

Nous avons vu figure 2-22 que la tension détectée en fonction de la distance à l'axe, suivant les deux axes x et y, ($x // \vec{E}$) était représentée par deux courbes pratiquement identiques. La distribution de E(x,y,o) est donc de révolution par rapport à l'axe de propagation z. Par ailleurs, nous avons vu qu'à la condition de travailler à bas niveau : $V = kE^2$ (chapitre 4) ; par conséquent la connaissance de V = f(x)=f(y) permettra de déterminer $E(x,y,o) = E(\rho,o)$ à une constante près.

J'ai donc expérimentalement déterminé la fonction de kV et j'ai obtenu : $V = V_o\, e^{-0,00213\ \rho^2}$; c'est une gaussienne de révolution. La figure (5-1) montre la parfaite correspondance entre la courbe expérimentale et la courbe théorique que j'ai calculée.

La fonction de distribution des modules $E(\rho,o)$ de E(x,y,o) peut donc s'écrire :

$$E(\rho,o) = E_o\ e^{-0,001065\rho^2} \qquad (5\text{-}8)$$

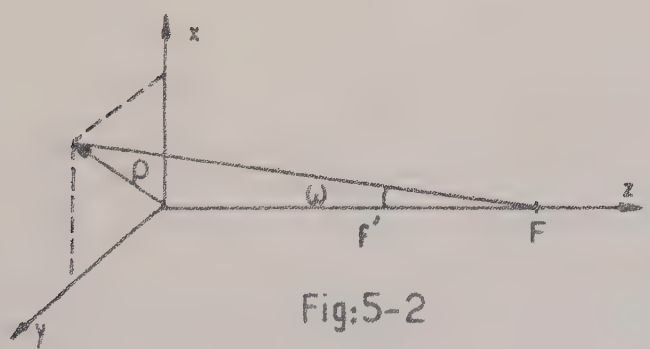


Fig:5-2

La phase de E(x,y,o) peut alors être donnée par la condition de focalisation {1} figure 5-2 :

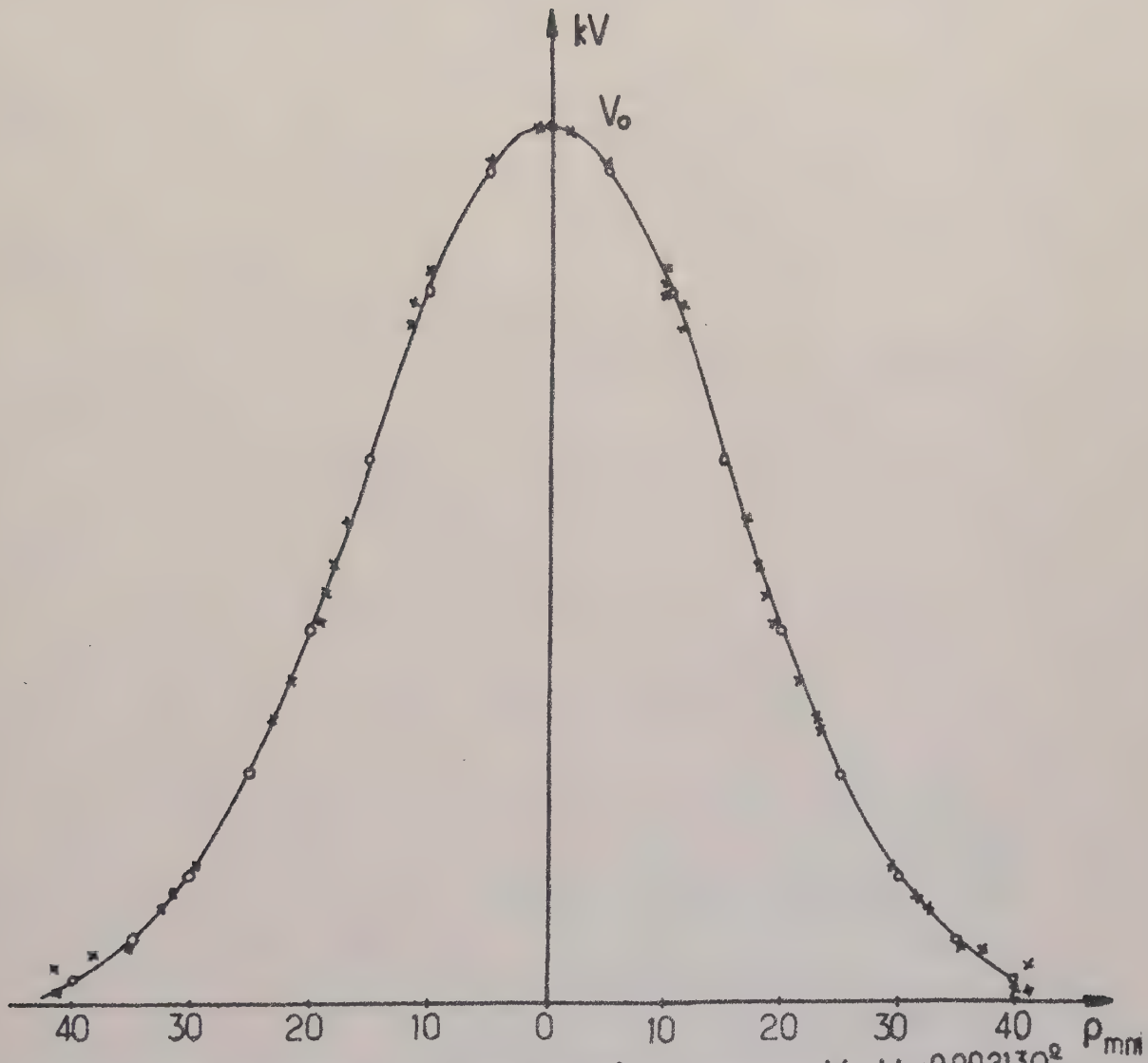

kV
V_o
40
30
20
10
0
10
20
30
40
ρ_{mm}
× points expérimentaux
o points calculés a partir de $V = V_o e^{-0,00213\rho^2}$

Fig: 5-1

$$\phi(\rho) + \beta_o \frac{f'}{\cos \omega} = \beta_o f'$$

$$\phi(\rho) = \beta_o f'\left(1 - \sqrt{\frac{\rho^2+f'^2}{f'^2}}\right)$$

que nous pouvons écrire, en supposant petit l'angle d'ouverture :

$$\phi(\rho) \simeq \beta_o \frac{\rho^2}{2f'}$$

alors :

$$E(x,y,o) = E_o e^{-0,001065\rho^2} e^{j\phi(\rho)} \qquad (5\text{-}9)$$

avec : $\rho 2 = x^2 + y^2$.

II-2-2: Calcul de E(x,y,z) :

Pour celà transformons la relation (5-7) en coordonnées polaires en posant {1 }:

$$x = \rho \cos \phi \qquad x' = r \cos \theta$$
$$y = \rho \sin \phi \qquad y' = r \sin \theta$$

alors :

$$E(r,\theta,o) = E_o e^{-kr^2} e^{j\beta_o r^2/2f'} \quad \text{avec} \quad k = 0,001065$$

et $$g(r,\theta,z) = j \frac{e^{-j\beta_o z}}{\lambda_o z} e^{-j\beta_o \frac{\rho^2+r^2-2r\rho\cos(\theta-\phi)}{2z}}$$

La relation (5-7) devient donc en posant $u = f'\left[\frac{z-f'}{z}\right]$

$$E(r,\theta,z) = j E_o \frac{e^{-j\beta_o z}}{\lambda_o z} e^{\frac{-j\beta_o \rho^2}{2z}} \int_{\theta=o}^{2\pi} \int_{r=o}^{R} e^{-kr^2} e^{\frac{-j\beta_o u r^2}{2f'^2}} e^{-j\frac{\beta_o \rho^2}{2z}} e^{j\beta_o \frac{r\rho\cos(\theta-\phi)}{z}} r\, dr\, d\theta$$

Calculons l'intégrale en θ , il vient {1 , 9 , 10} :

$$I(\theta) = \int_{o}^{2\pi} e^{j\beta_o \frac{r\rho}{z} \cos(\theta-\phi)} \, d\theta = 2\pi \, Jo \left(\frac{\beta_o \, r \, \rho}{z}\right)$$

Intégrons maintenant par rapport à r :

$$I(r) = \int_{o}^{R} e^{-kr^2} \, e^{j \frac{\beta_o \, u \, r^2}{2f'^2}} \, Jo \left(\frac{\beta_o r\rho}{z}\right) r \, dr$$

pour cela posons :

$$\Delta = R^2 \left(\frac{\beta_o u}{2f'^2} + jk\right) = \delta + jK$$

avec $\delta = \dfrac{\beta_o u R^2}{2f'^2}$ et $K = k R^2$ et $\gamma = \dfrac{\beta_o \rho R}{z}$

On a alors :

$$I(r) = R^2 \int_{o}^{1} e^{j\Delta r^2} \, J_o (\gamma r) \, r \, dr$$

or {11} :

$$\frac{d}{dx} \left[x^{\nu} J_{\nu}(\lambda x)\right] = \lambda \, x^{\nu} J\nu-1 \, (\lambda x)$$

on peut donc intégrer I(r) par partie et il vient :

$$I_{(r)} = R^2 \left\{ \frac{e^{-j\Delta}}{-2j\Delta} \sum_{n=1}^{\infty} (-2j \, \frac{\Delta}{\gamma})^n \, J_n (\gamma) \right\}$$

donc :

$$E(\rho,z) = -\pi R^2 \, Eo \, \frac{e^{-j\beta_o z}}{\lambda_o z} \, e^{\frac{-j\beta_o \rho^2}{2z}} \, \frac{e^{j\Delta}}{\Delta} \sum_{n=1}^{\infty} (-2j \, \frac{\Delta}{\gamma})^n \, Jn(\gamma) \qquad (5\text{-}10)$$

II-2-3 : Répartition axiale du champ électrique :

Nous savons que :

$$Jn(z) = (\frac{z}{2})^n \sum_{m=o}^{\infty} \frac{(-1)^m \, (z/2)^{2m}}{m \, ! \, \Gamma \, (n+m+1)} \qquad (5\text{-}11)$$

Si nous faisons ρ= o la relation (5-10) prend une forme indéterminée, or d'après (5-11) :

$$\frac{Jn(\gamma)}{(\gamma)^n} = \left(\frac{1}{2}\right)^n \sum_{m=o}^{\infty} \frac{(-1)^m (\gamma/2)^{2m}}{m!\ \Gamma(m+n+1)}$$

$$\frac{Jn(\gamma)}{\gamma^n} = \left(\frac{1}{2}\right)^n \left[\frac{1}{\Gamma(n+1)} - \frac{(\gamma/2)^2}{1!\Gamma(n+2)} + \frac{(\gamma/2)^4}{2!\Gamma(n+3)} - \frac{(\gamma/2)^6}{3!\Gamma(n+4)} + .. \right]$$

qui devient pour $\rho = o$ (donc $\gamma = o$) :

$$\frac{J\,n(\gamma)}{\gamma^n} = \left(\frac{1}{2}\right)^n \frac{1}{\Gamma(n+1)} = \left(\frac{1}{2}\right)^n \frac{1}{n!}$$

ce qui entraîne :

$$S = \frac{e^{j\Delta}}{\Delta} \sum_{n=1}^{\infty} (-2j\Delta)^n \frac{J\,n(\gamma)}{\gamma n} = \frac{e^{j\Delta}}{\Delta} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{-2j\Delta}{2}\right)^n \frac{1}{n!} = \frac{e^{j\Delta}}{\Delta} \sum_{n=1}^{\infty} (-j\Delta)^n \frac{1}{n!}$$

qui donne en développant en série :

$$S = \frac{1}{\Delta}\left[1 + j\frac{\Delta}{1!} - \frac{\Delta^2}{2!} - j\frac{\Delta^3}{3!} + \ldots\right]\left[-\frac{j\Delta}{1!} - \frac{\Delta^2}{2!} + j\frac{\Delta^3}{3!} + \frac{\Delta^4}{4!} + \ldots.\right]$$

et en effectuant :

$$j\,S = 1 + j\frac{\Delta}{2!} - \frac{\Delta^2}{3!} - j\frac{\Delta^3}{4!} + \frac{\Delta^4}{5!} + j\frac{\Delta^5}{6!} - \frac{\Delta^6}{7!} + \ldots\ldots\ldots$$

donc :

$$jS = \frac{\sin\Delta}{\Delta} - j\left[\frac{\cos\Delta}{\Delta} - \frac{1}{\Delta}\right]$$

$$= \frac{\sin\Delta/2}{\Delta/2}\left[\cos\frac{\Delta}{2} + j\sin\frac{\Delta}{2}\right]$$

$$= e^{j\Delta/2}\ \frac{\sin\Delta/2}{\Delta/2}$$

(5-10) donne alors :

$$E(o,z) = j\pi R^2\, Eo\ \frac{e^{-j\beta_o z}}{\lambda_o z}\ e^{j\Delta/2}\ \frac{\sin\Delta/2}{\Delta/2} \qquad (5\text{-}12)$$

Or :

$$\Delta = R^2\left(\frac{\beta_o u}{2f'^2} + j\,k\right) = \delta + jK$$

donc :

$$E(o,z) = j\pi R^2 \, Eo \, \frac{e^{-j\beta_o z}}{\lambda_o z} \, e^{-K/2} \, e^{j\delta/2} \, \frac{1}{\frac{\delta+jK}{2}} \left[\sin\frac{\delta}{2} \cos j\frac{K}{2} + \cos\frac{\delta}{2} \sin j\frac{K}{2} \right]$$

$$E(o,z) = j\pi R^2 \, Eo \, \frac{e^{-j\beta_o z}}{\lambda_o z} \, e^{-K/2} \, e^{j\delta/2} \, \frac{1}{\frac{\delta+jK}{2}} \left[\sin\frac{\delta}{2} \operatorname{ch}\frac{K}{2} + j \cos\frac{\delta}{2} \operatorname{sh}\frac{K}{2} \right]$$

$$E(o,z) = j\pi R^2 \, Eo \, \frac{e^{-j\beta_o z}}{\lambda_o z} \, e^{-K/2} \, e^{j\delta/2} \, \frac{1}{\frac{\delta+jK}{2}} \left[\operatorname{sh}^2\frac{K}{2} + \sin^2\frac{\delta}{2} \right]^{1/2} e^{j\theta}$$

avec :

$$\operatorname{tg}\theta = \operatorname{th}\frac{K}{2} \operatorname{cotg}\frac{\delta}{2} = \operatorname{th}\frac{K}{2} \operatorname{tg}\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\delta}{2}\right)$$

Nous avons encore :

$$E(o,z) = j\pi R^2 \, Eo \, \frac{e^{-j\beta_o z}}{\lambda_o z} \, e^{-K/2} \, e^{j\delta/2} \, \frac{2}{(\delta^2+K^2)^{\frac{1}{2}}} \left[\operatorname{sh}^2\frac{K}{2} + \sin^2\frac{\delta}{2} \right]^{I/2} e^{j\beta} e^{j\omega}$$

avec $\operatorname{tg}\omega = -\frac{K}{\delta}$ (5-13)

La relation (5-13) obtenue dans notre cas se réduit à :

$$E(o,z) = j\pi R^2 \, Eo \, \frac{e^{-j\beta_o z}}{\lambda_o z} \, e^{j\delta/2} \, \frac{\sin\delta/2}{\delta/2} \quad \text{pour } K = o \quad (5\text{-}13\text{-bis})$$

(Pour un éclairement uniforme sur toute l'ouverture, et nul au dehors.)

Elle est en parfait accord avec celle donnée par G.J. WEGROWE {1} qui a étudié ce cas particulier.

Contrairement au cas de l'éclairement uniforme {1} la relation (5-13) nous montre que la fonction E (o,z) ne s'annule pas sur l'axe.

Par ailleurs, en plus de la variation ordinaire de phase pour une onde plane, caractérisée par $e^{-j\beta_o z}$, on voit apparaître une variation supplémentaire de long de l'axe mesurée par $e^{j(\delta/2 + \theta + \omega)}$, les deux derniers termes étant dus à l'éclairement non uniforme, c'est donc une variation de phase propre à la distribution E(ρ,o) apportant un terme correctif

à la variation de phase obtenue dans le cas d'un éclairement uniforme.

La phase de l'onde entre les lentilles s'écrit alors :

$$\phi(z) = -\beta_o z + \frac{\delta}{2} + \theta + \omega \qquad \text{soit :}$$

$$\phi(z) = -\beta_o z + \frac{\beta_o R^2}{4f'} \frac{z-f'}{z} + \text{Arc tg}\left[\text{th}\frac{K}{2}\,\text{tg}\left[\frac{\pi}{2} - \frac{\beta_o R^2}{4f'}\left(\frac{z-f'}{z}\right)\right]\right] - \text{Arc tg}\frac{2f'\,Kz}{\beta_o R^2(z-f')} \qquad (5\text{-}14)$$

Le troisième terme de cette relation est une courbe qui ondule autour de la courbe $-\frac{\beta_o R^2}{4f'}\frac{z-f'}{f'}$. Si nous négligeons ces ondulations qui sont du second ordre, et d'autant plus faibles que th $\frac{K}{2}$ est proche de l'unité (dans notre cas th $\frac{K}{2} \simeq 0{,}998$), le deuxième et le troisième terme se détruisent, et l'on peut écrire :

$$\phi(z) \;\#\; -\beta_o z - \text{Arc tg}\frac{2f'\,Kz}{\beta_o R^2(z-f')}$$

au voisinage du foyer $\frac{2f'\,Kz}{\beta_o R^2(z-f')}$ est très grand >> 1, on a dans ces conditions Arc tg $x = \frac{\pi}{2} - \frac{1}{x} + \frac{1}{3x^3} - \frac{1}{5x^5} + \ldots\ldots$, ce qui conduit en limitant le développement aux deux premiers termes à, $\phi(z) \simeq -\beta_o z + \frac{\beta_o R^2(z-f')}{2f'\,Kz}$, à une constante près.

Autour du foyer la variation ordinaire de phase $-\beta_o z$ sera par conséquent modifiée par le troisième terme - variation de phase extraordinaire ϕ_e (figure 5-3)-et on peut écrire sa variation sous la forme :

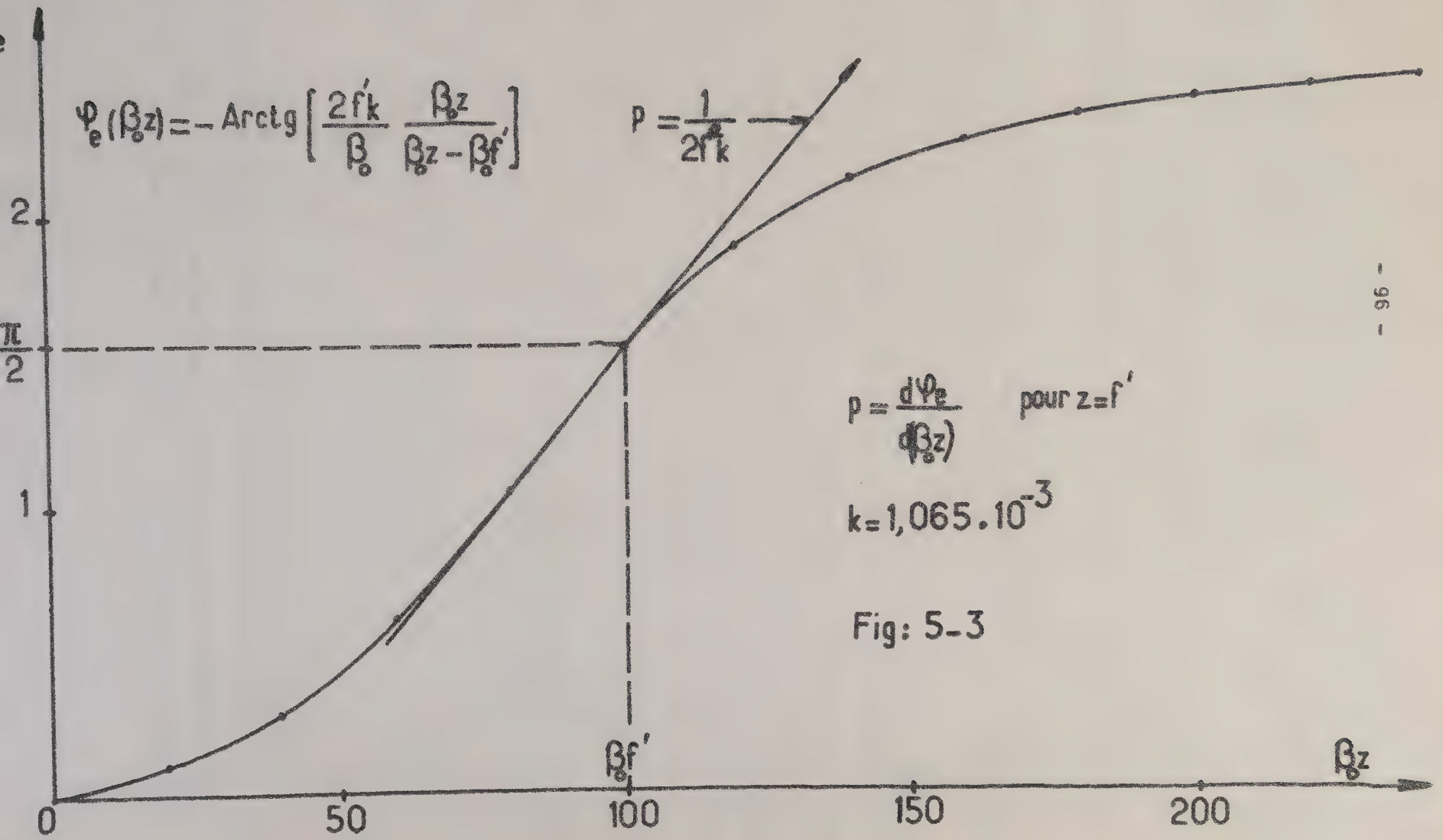
$$\phi(z) \simeq -\beta_o z\left(1 - \frac{R^2}{2f'^2 K}\right) \quad \text{or } K = R^2 k$$

donc :

$$\phi(z) \simeq -\beta_o z\left(1 - \frac{1}{2f'^2 k}\right) = -\beta'_o z$$ en prenant la pente de $\phi(z)$ au foyer.

Autour du foyer la longueur d'onde λ'_o sera donc différente de la longueur d'onde à l'air libre λ_o et nous aurons :

$$\frac{\beta'_o}{\beta_o} = \frac{\lambda_o}{\lambda'_o} = 1 - \frac{1}{2f'^2 k} < 1 \qquad (\lambda_o < \lambda'_o)$$



$$p = \frac{d\varphi_e}{d(\beta_0 z)} \quad \text{pour } z = f'$$

$k = 1{,}065 \cdot 10^{-3}$

Fig: 5-3

Cette relation nous montre que λ'_o sera d'autant plus proche de λ_o (pour une distribution énergétique donnée) que f' est grand. Dans notre cas nous aurons :

$$f'^2 = \frac{\lambda'_o}{2k(\lambda'_o - \lambda_o)} \qquad \text{or } k = 0{,}00213$$

$$\text{par conséquent } f'^2 = \frac{\lambda'_o}{\lambda'_o - \lambda_o} \cdot \frac{10^3}{2{,}13} \qquad (5\text{-}15)$$

f' étant la distance du foyer à l'ouverture diffractante,

Il est à noter que cette relation est littéralement différente de la relation obtenue par différents auteurs {1} dans le cas d'une illumination uniforme sur toute l'ouverture.

Les courbes représentant les variations $\phi = -\beta'_o z$ et $\phi' = -\beta_o z$ sont donc très proches l'une de l'autre pour les distances focales ordinairement rencontrées au voisinage du foyer. Ce sont des droites (figure 5-3) en première approximation.

La variation exceptionnelle de phase signalée depuis de nombreuses années {12 , 13, 14} est donc progressive et non discontinue. Cette variation s'effectue sur une distance de plusieurs longueurs d'onde. Ainsi P.A. MATTHEWS et A.L. CULLEN {2} donnent une distance d'une centaine de longueurs d'onde dans la bande des 3 cm et pour des lentilles rectangulaires de 372 cm de distance focale, alors que J.G. WEGROWE {1} donne une quinzaine de longueurs d'onde dans la bande Q, pour une lentille de 24 cm de distance focale.

Nous pouvons, quant à nous, espérer avoir une variation de phase effectivement linéaire ($\beta'_o z$) sur quelques longueurs d'onde (figure 5-3)

II-2-4 : Répartition du champ électrique dans le plan focal :

Dans le plan focal z -f' = o la relation (5-10) devient alors :

$$E(\rho, f') = j\pi R^2 E_o \frac{e^{-j\beta_o f'}}{\lambda_o f'} e^{-j\beta_o \rho^2/2f'} \frac{e^{-K}}{K} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{2K}{\gamma}\right)^n Jn(\gamma) \qquad (5\text{-}16)$$

où : $\gamma = \beta_o R \frac{\rho}{f'}$ $\qquad (z = f')$

La variation de phase par rapport à ρ est donc parabolique . Une évaluation de $\beta_o/2f'$ à partir des résultats expérimentaux donne : $\frac{\beta_o}{2f'} \# \frac{2{,}5}{1.000}$. La surface de phase est par suite une paraboloïde très aplatie et nous pouvons admettre qu'elle est confondue avec un plan per-

pendiculaire à l'axe optique.

Par ailleurs, une étude graphique de $\sum_{n=1}^{\infty} (2K)^n \frac{Jn(\gamma)}{\gamma^n}$ m'a montré que cette somme était nulle pour $\gamma \simeq 4{,}75$. Le premier anneau aura donc un rayon ρ tel que $\gamma = \frac{\beta_o R}{f'} \rho \# \frac{\rho}{5} \simeq 4{,}75$ soit $\rho \simeq 23{,}75$ mm en prenant les mêmes valeurs que précédemment pour $\beta_o R/f'$.

Cette valeur correspond parfaitement aux résultats de l'étude expérimentale suivant l'axe des X que je donnerai plus loin.

De plus, il est à noter que :

- 1°) le deuxième anneau passera inaperçu. En effet, l'étude graphique nous montre que $E^2(\rho,f')$ est environ 500 fois plus faible (27 dB) au maximum du premier anneau qu'au centre du faisceau.

- 2°) le fait d'illuminer la lentille par un éclairement non uniforme augmente la largeur du premier anneau de diffraction dans le plan focal. En effet, pour un éclairement uniforme (K = o) , l'expression (5-16) devient :

$$E(\rho,f') = j\, 2\pi R^2 Eo \frac{e^{-j\beta_o f'}}{\lambda_o f'} e^{-j\beta_o \rho^2/2f'} \frac{J_1(\gamma)}{\gamma}$$

(relation qui est en parfait accord avec celle donnée par J.G. WEGROWE {1} qui a étudié ce cas particulier).

Dans ces conditions $E(\rho,f')$ s'annule pour $\gamma = 3{,}832$ qui donne avec les mêmes hypothèses que précédemment pour $\beta_o R/2f'$: $\rho = 19{,}4$ mm .

Dans notre cas, l'écart est donc de 4,35 mm, (18 %) par rapport à l'hypothèse d'un éclairement uniforme.

L'onde sphérique convergente se transforme par conséquent en onde sphérique divergente par l'intermédiaire d'une onde pratiquement plane. (figure 5-4 page suivante)

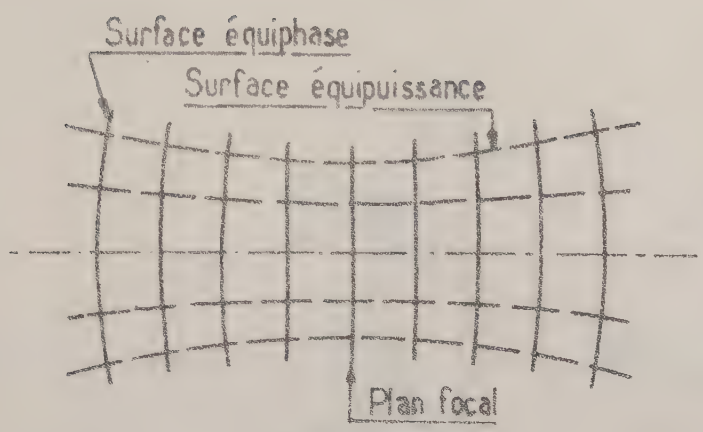


Fig : 5-4

III. - REALISATION PRATIQUE DES LENTILLES. -

Parmi les nombreux types de lentilles possibles {4} nous avons choisi la lentille diélectrique à indice constant, dont la réalisation mécanique est relativement simple.

Nous avons utilisé comme matériau du plexiglas , pour deux raisons essentielles :

- 1°) les conditions d'aplanétisme sont optima pour n = 1,618 {15}, or, le plexiglas a un indice n = 1,61 pour λ_o = 8 mm.

- 2°) les lentilles en plexiglas poli sont parfaitement tranparentes, ce qui autorise les réglages optiques.

Le problème de focalisation traité par l'optique géométrique, en admettant que la lentille plan convexe est attaquée par une onde plane , conduit à une surface convexe de forme hyperbolique, définie par la relation : {1}, {4}, {16} :

$$r(\theta) = \frac{(n-1)\,f}{n\cos\theta - 1} \qquad (5\text{-}18)$$

où (figure 5-5) :

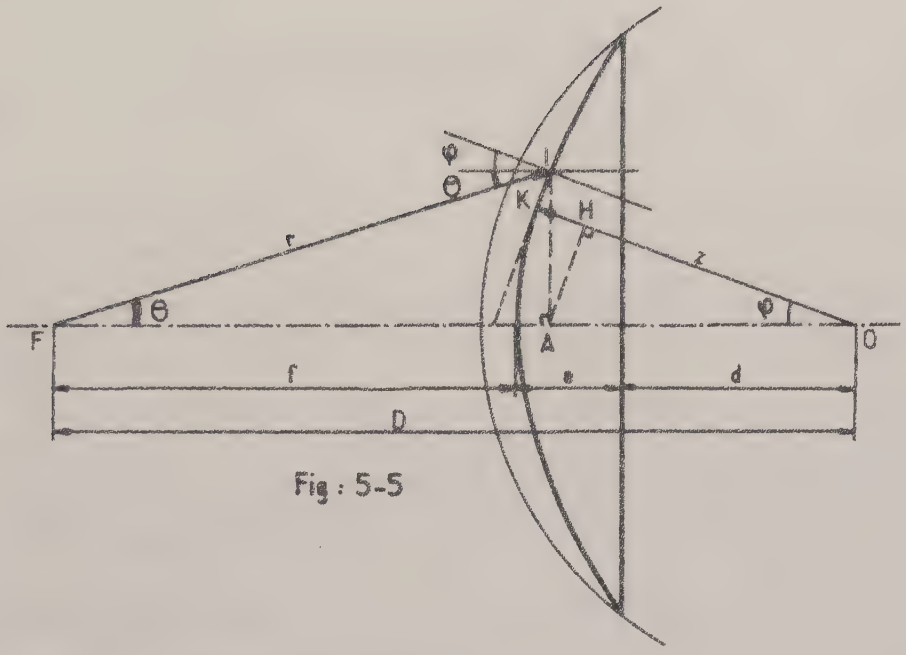


Fig : 5-5

r est le rayon vecteur ayant son origine au foyer,
θ l'angle polaire,
n l'indice du matériau constituant la lentille, et
f improprement appelée "distance focale" est la distance du foyer au sommet de la face courbe de la lentille.

Cette distance focale n'est d'ailleurs pas la même suivant le sens de la propagation {17}.

Pour la réalisation pratique de ces lentilles, nous commençons par faire un gabarit à la fraiseuse. Pour réaliser ce gabarit, il suffit de monter une plaque métallique, centrée, par l'intermédiaire d'un axe, sur un diviseur universel, possédant un plateau diviseur de 18 trous. Lorsqu'on fait une variation d'un trou, la pièce devant servir de gabarit tourne de 30'. Nous réalisons ainsi une succession de facettes, faisant entre elles des angles de 30' et dont la cote doit être calculée de manière à ce que ces facettes soient tangentes à la surface cylindrique définie par la relation (5-18)

La cote z est donnée par:(figure 5-5) :

$$z = OH + HK = (D - r\cos\theta)\cos\phi + r\sin\theta\sin\phi$$

où θ est obtenu à partir de ϕ par les relations :

$$\sin\theta = \sin\phi\cos\phi\left(n - \frac{\sqrt{1-n^2\sin^2\phi}}{\cos\phi}\right)$$

$$\cos\theta = n\sin^2\phi + \cos^2\phi\,\frac{\sqrt{1-n^2\sin^2\phi}}{\cos\phi}$$

Ce calcul bien que simple est très long pour obtenir toutes les cotes $z(\theta)$ lorsque l'on fait varier θ de 0 à 45° ou 50°.

Nous avons donc réalisé un petit programme en langage FORTRAN 1 qui nous permet,à l'aide d'un ordinateur I.B.M. 1620, d'obtenir en quelques minutes le tableau r, θ, z, ϕ, à partir duquel le mécanicien peut directement réaliser un gabarit.

Ce gabarit étant fini, il doit alors être monté sur le tour, où un dispositif spécial réalisé au laboratoire permet de le recopier.

Nous obtenons donc ainsi des lentilles sphériques dont la face courbe obéit avec une très bonne approximation (compte tenu de notre longueur d'onde) à la relation 5-18.

IV. - ETUDE EXPERIMENTALE. -

IV-1 : Mesures préliminaires :

Nous avons, dans un premier temps, réalisé des lentilles cylindriques à profil hyperbolique. Ces lentilles peuvent par la suite servir de gabarit pour la réalisation de lentilles sphériques.

Je ne donnerai pas ici le détail de cette étude expérimentale et les méthodes de mesures utilisées, je ne ferai qu'énumérer les conclusions auxquelles nous avons abouti :

- la largeur du faisceau (à 3 dB) au foyer est de l'ordre de 26 mm,

- si nous faisons varier l'épaisseur de la lentille, en rabotant sa face plane, nous nous apercevons que le T.O.S.T. et la puissance transmise variaient dans de grandes proportions pour de très faibles variations d'épaisseur. Nous passons par exemple d'un T.O.S.T. de 1,01 à un T.O.S.T. de 1,09 pour une variation d'épaisseur de 0,6 mm.

Nous avons alors pensé améliorer les performances du système focalisant, en attaquant la lentille hyperbolique, non plus par sa face plane mais par sa face bombée,et en accolant à celle-ci une autre lentille plan convexe, la distance entre les deux lentilles jumelées pouvant être réglée à volonté.

Un tel dispositif diminue la distance focale, mais doit permettre d'adapter (lorsque les épaisseurs ont déjà été grossièrement réglées en

retouchant la face plane des lentilles), le système focalisant. D'autre part, le diamètre du faisceau attaquant la seconde lentille, après traversée de la première lentille, est plus petit d'un facteur 2, par rapport au faisceau incident. Nous espérons donc pouvoir utiliser pour la seconde lentille, un profil circulaire, qu'il suffit de tailler dans un rondin.

Nous trouverons cet ensemble schématisé figure 5-6. L'étude systématique faite sur ce dispositif, nous a montré en particulier, la possibilité d'adaptation de l'ensemble focalisant et une diminution importante du diamètre de la tache focale (60 %). Les résultats expérimentaux obtenus, sont par ailleurs en accord avec la théorie que j'ai faite au paragraphe 2 et avec les résultats expérimentaux obtenus par différents chercheurs à d'autres longueurs d'onde {1} , {2} , {18} ,{19}.

Nous avons donc réalisé un dispositif identique mais utilisant des lentilles sphériques, afin de limiter la largeur du faisceau. Pour cela , nous avons utilisé comme gabarit, les lentilles cylindriques pour les opérations de tournage.

IV-2 : Etude systématique du système focalisant définitif :

Pour faire cette étude, nous utiliserons les mêmes méthodes que celles déjà utilisées pour l'étude des "diaphragmes tubulaires" et que nous avons décrites au paragraphe VII. Je ne reviendrai pas sur ce point.

Dans l'étude qui suivra :

- l'axe Z sera celui de la propagation ;
- l'axe X sera parallèle au champ électrique $\vec{E}$;
- l'axe Y sera perpendiculaire à la fois à X et à Z.

IV-2-1 : Distribution de la puissance électromagnétique suivant les trois axes :

La distribution obtenue suivant l'axe de propagation est représentée figure 5-7 (X=o , Y=o) . Cette distribution est dissymétrique et présente un maximum au foyer.

Suivant l'axe des X (Y=o) et l'axe des Y(X=o) nous avons tracé les distributions de la puissance pour différents Z , figures 5-8 et 5-9. Les courbes ainsi obtenues ne sont pas parfaitement identiques pour des mêmes Z, par exemple si nous prenons Z = f =//= 70 , nous voyons qu'à mi-hauteur (3 dB) la courbe suivant l'axe des X est moins large que celle suivant l'axe des Y, par contre, à la base, nous avons le phénomène inverse.

Il est à noter que nous n'avons pas trouvé de lobes secondaires du moins à la précision de nos mesures (minimum détectable 0,005 mV).

Par ailleurs, la largeur du faisceau au foyer est de l'ordre de 45 mm suivant les deux axes X et Y . Ces résultats sont en parfait accord avec l'étude théorique que j'ai faite au début de ce chapitre (paragraphe II-2-4).

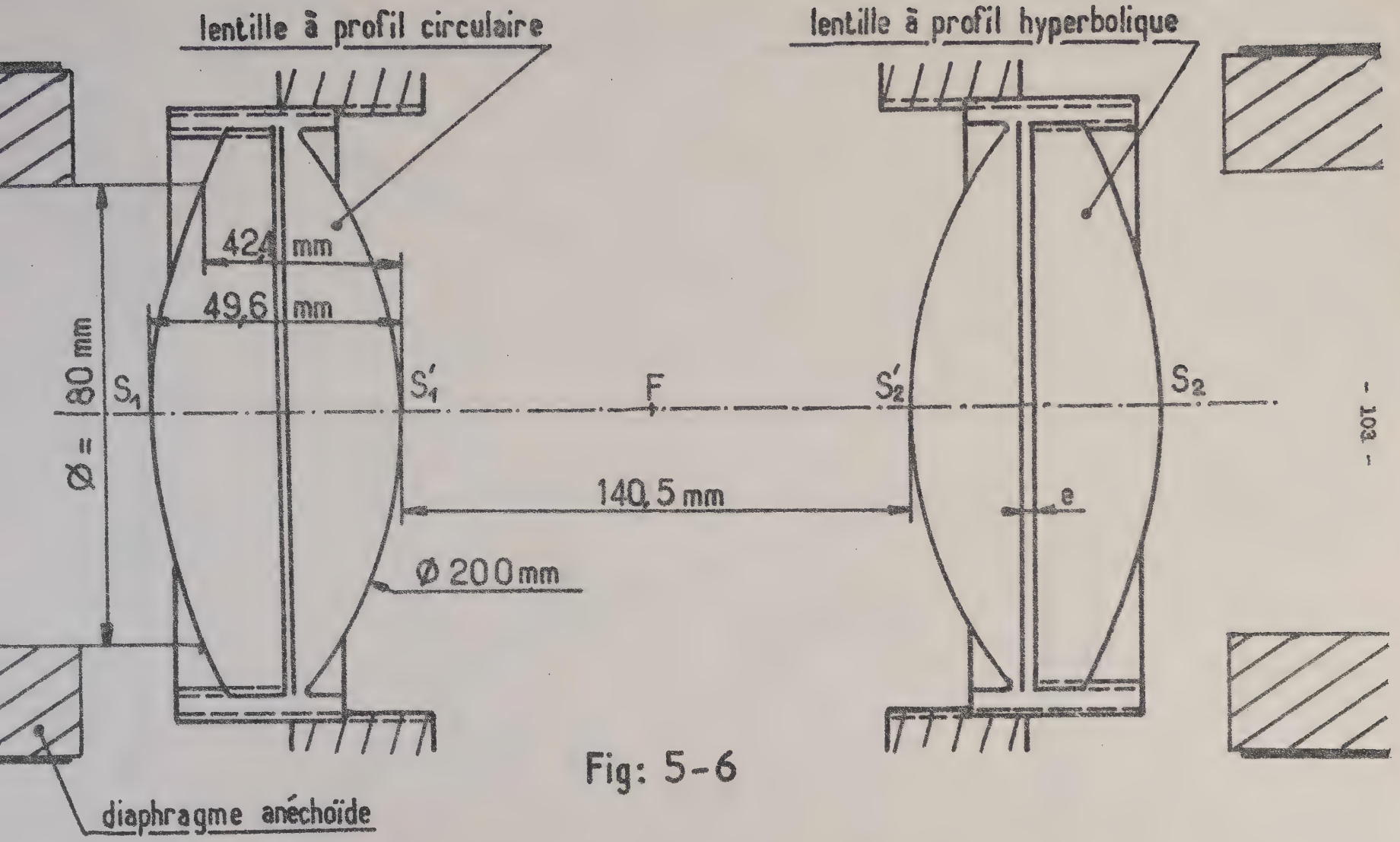

lentille à profil circulaire
lentille à profil hyperbolique
42,4 mm
49,6 mm
Ø = 80 mm
S1
S'1
F
S'2
S2
140,5 mm
e
Ø 200 mm
diaphragme anéchoïde

Fig: 5-6

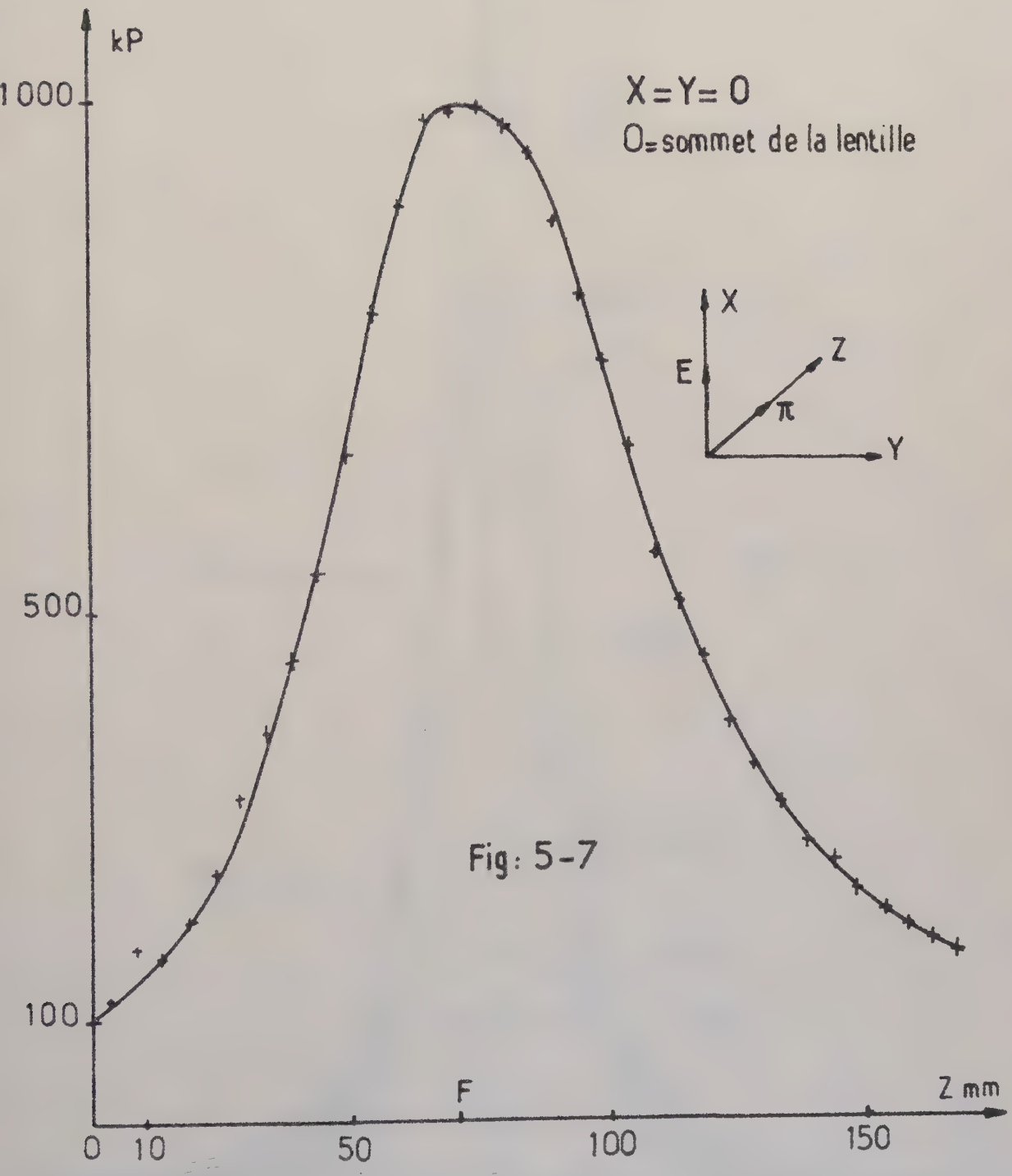

kP
1000
500
100
X=Y=0
O=sommet de la lentille
X
Z
E
π
Y
F
Z mm
0
10
50
100
150

Fig: 5-7

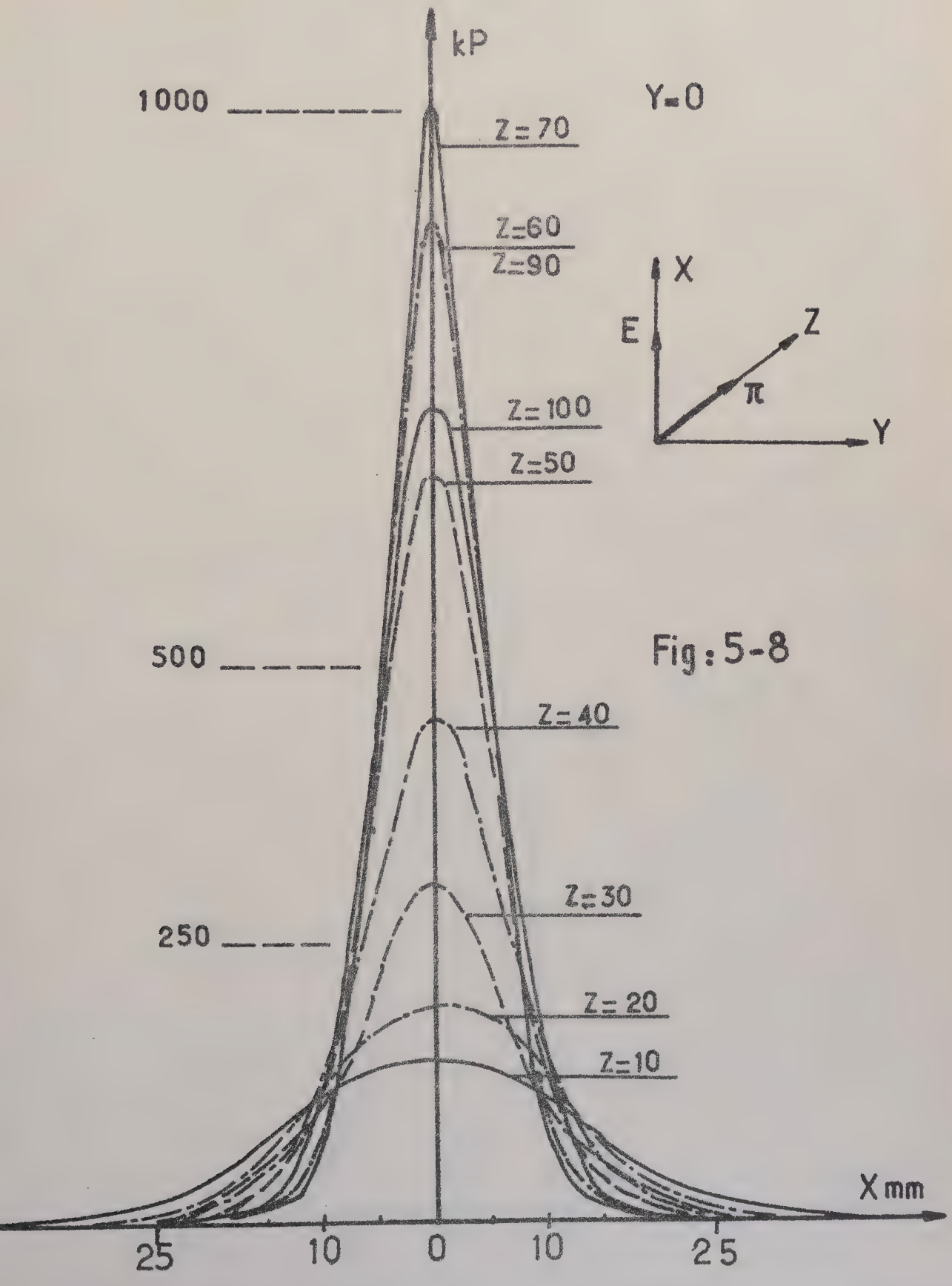

kP
1000
500
250
Y=0
Z=70
Z=60
Z=90
Z=100
Z=50
Z=40
Z=30
Z=20
Z=10
X
E
Z
π
Y
X mm
25
10
0
10
25

Fig : 5-8

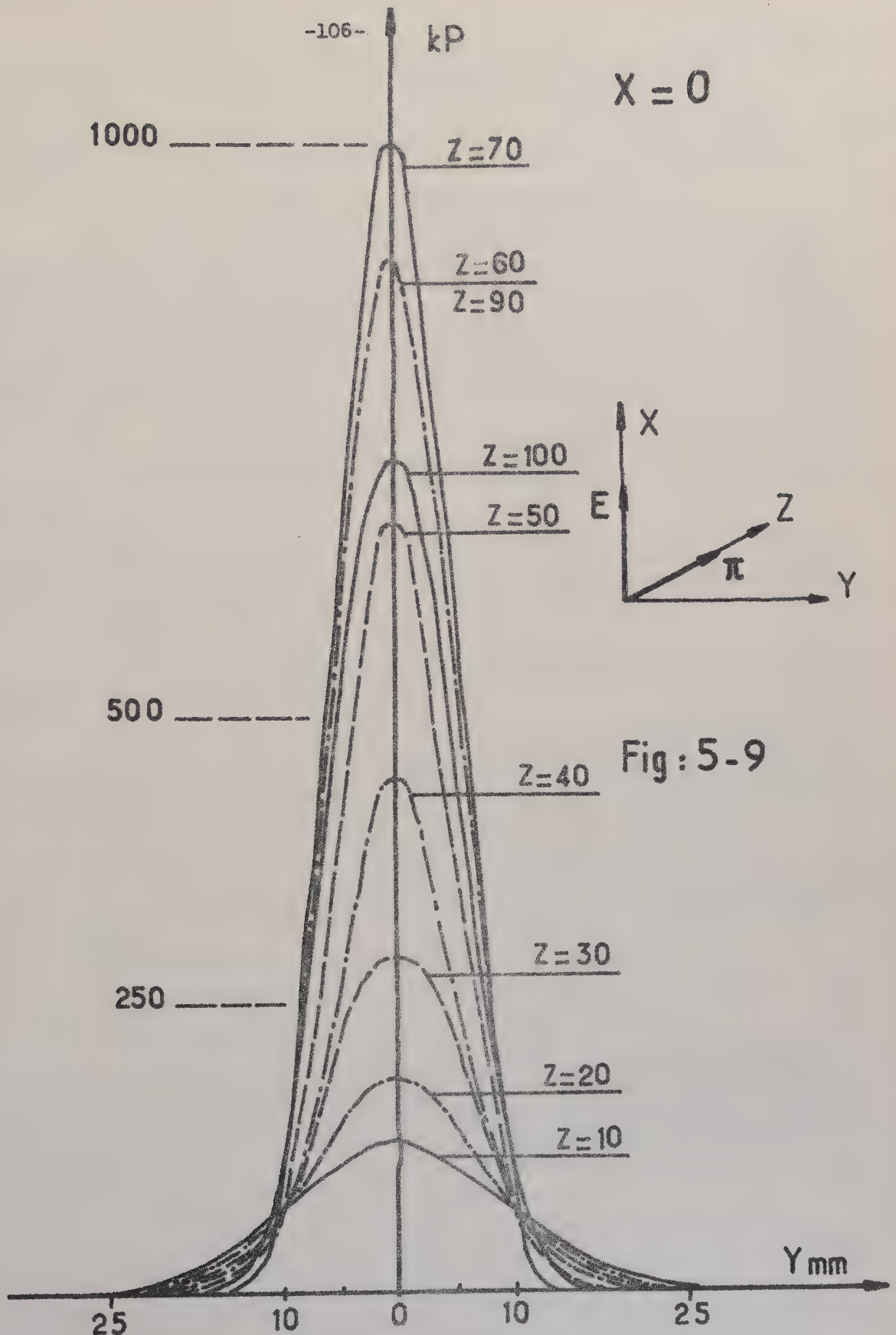

kP
X = 0
1000
Z=70
Z=60
Z=90
Z=100
Z=50
X
E
Z
π
Y
500
Z=40
250
Z=30
Z=20
Z=10
Y mm
25
10
0
10
25

Fig : 5-9

A l'aide de ces différentes distributions, nous avons tracé la topographie de la puissance électromagnétique dans les plans XOZ et ZOY (figure 5-10).

Nous voyons que la demi largeur du faisceau à 3 dB (niveau 5) dans le plan focal fait 8 mm suivant l'axe des X,et 11 suivant l'axe des Y.

IV-2-2 : Relevé des surfaces équiphases :

En opérant comme nous l'avons signalé au second chapitre (paragraphe VII), nous avons relevé suivant les plans XOZ et YOZ les surfaces équiphases données par les lentilles. Les résultats obtenus,représentés figure 5-11, nous montrent, comme nous l'avons vu dans la partie théorique, que l'onde sphérique convergente se transforme en onde sphérique divergente, par l'intermédiaire d'un passage autour du foyer dans lequel les fronts d'onde. sont pratiquement plans (ce qui est en parfait accord avec l'étude théorique).

Cette expérience nous montre qu'avec un système focalisant, il faut faire des mesures sur des échantillons plans de faibles épaisseurs (maximum 15 mm) et non sur des échantillons cylindriques, comme on aurait pu le penser.

Nous trouvons d'autre part, sur la figure 5-11, les courbes d'égale puissance obtenues à partir des courbes précédentes. Ces courbes sont pratiquement normales aux surfaces équiphases. Des résultats similaires avaient été obtenus pour les lentilles cylindriques.

IV-2-3 : Variation de la longueur d'onde produite par un système de deux lentilles accolées :

Pour faire cette étude, nous avons déplacé la sonde de mesure suivant l'axe des z, et nous avons tracé la variation V(mV) détectée par l'interféromètre en fonction du déplacement de la sonde autour du foyer; nous avons fait cette étude suivant deux directions X et Y (de manière à vérifier la symétrie des lentilles), avec et sans lentilles.

La figure 5-12 donne les résultats obtenus.

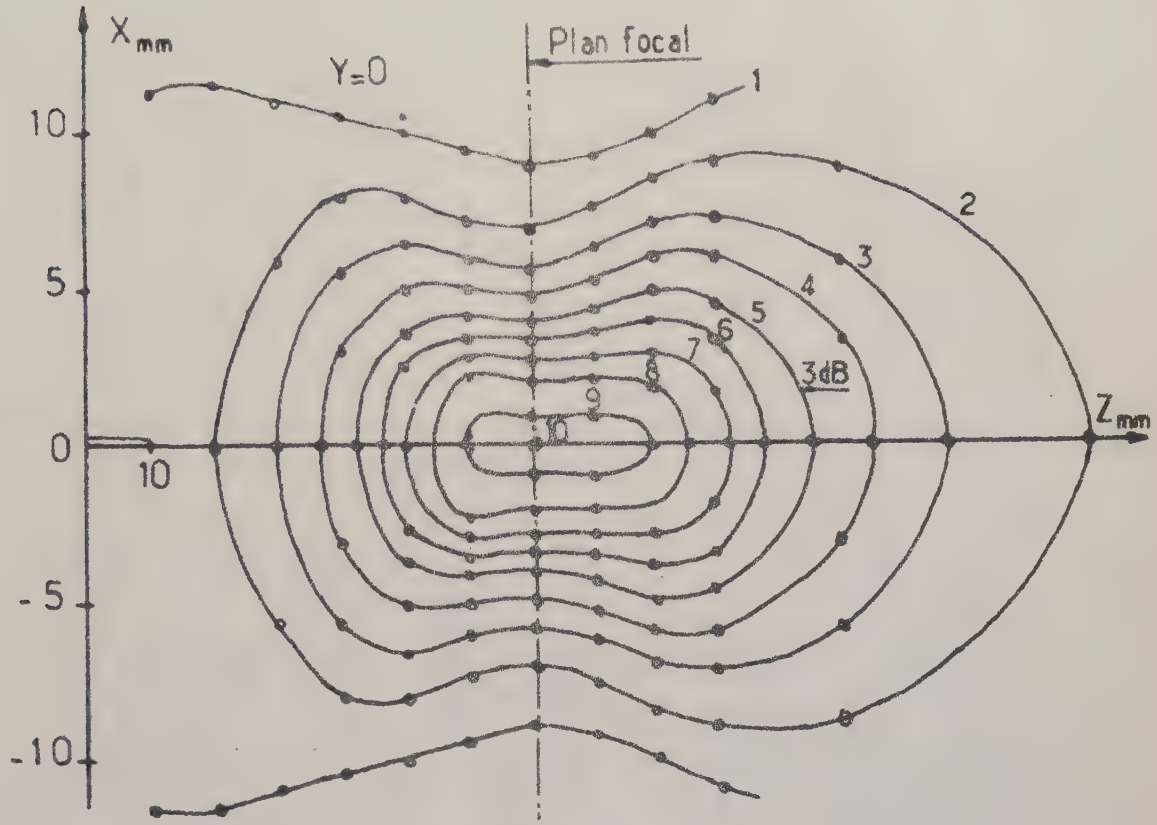
Nous voyons que la longueur d'onde entre les lentilles est supérieure à la longueur d'onde à l'air libre - ce qui est en parfait accord avec la théorie.

Avec lentilles, nous trouvons :

- une longueur d'onde $\lambda'_o = 9,13 \pm 0,01$,

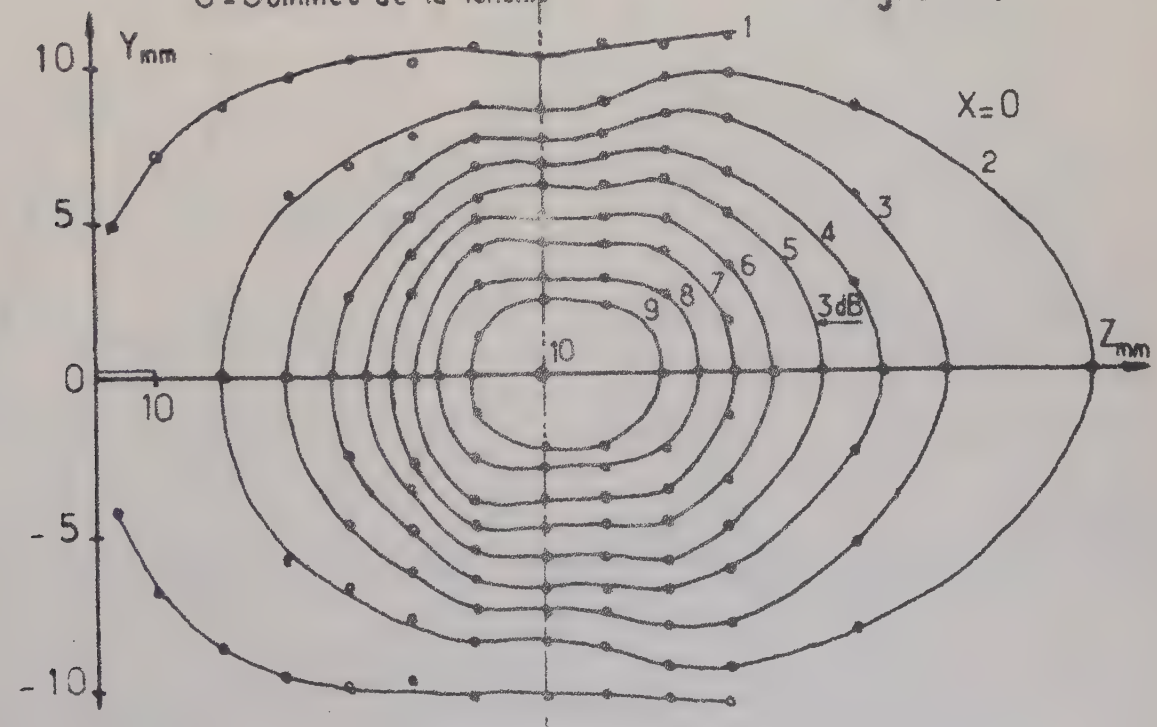
contre : - une longueur d'onde $\lambda_o = 8,89$ sans lentilles.

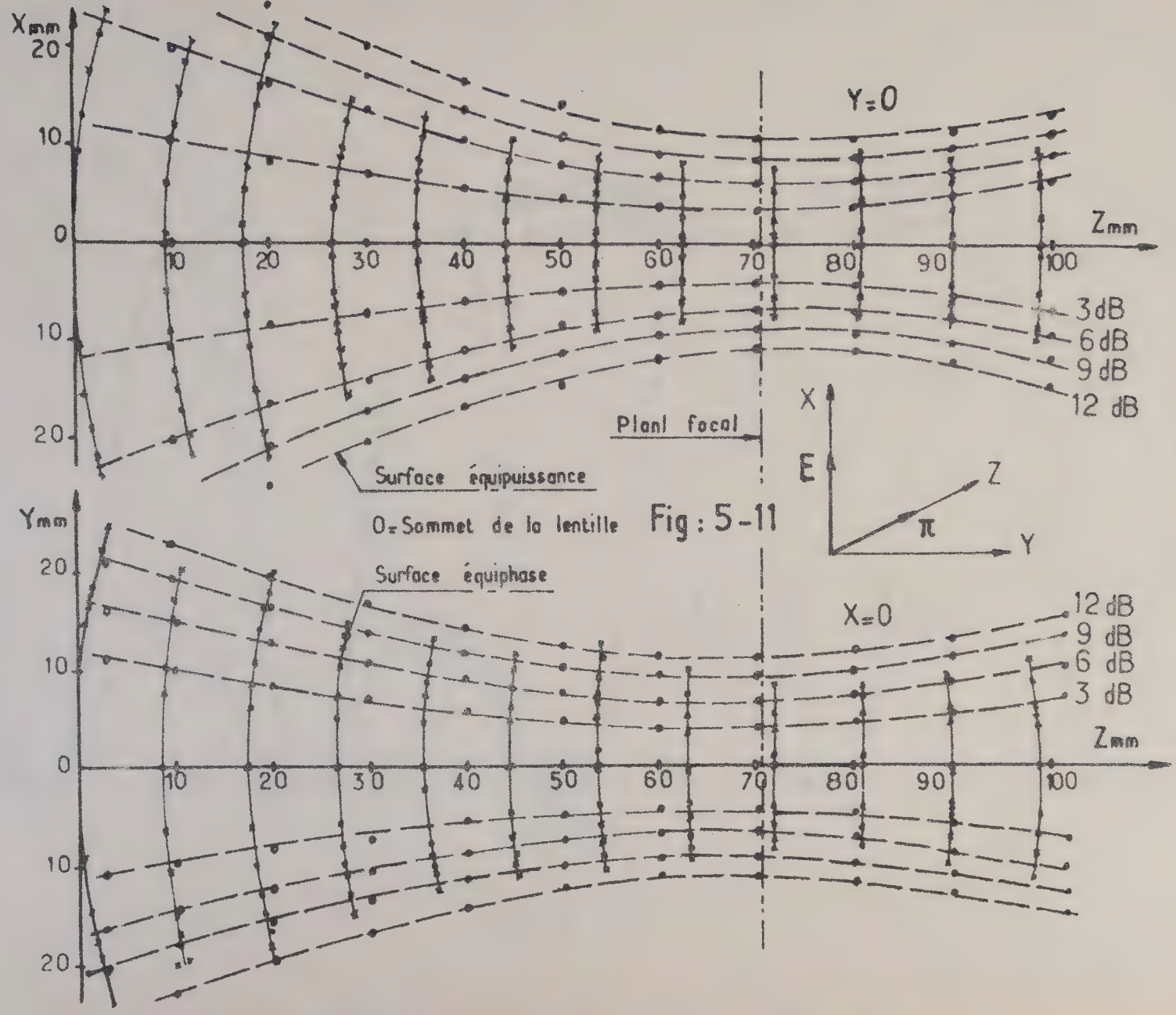
D'autre part, cette mesure nous donne un ordre de grandeur du gain apporté par les lentilles au point de vue puissance. Ce gain est de l'ordre de 4 pour deux lentilles accolées bien que le plexiglas utilisé pour la réalisation des lentilles ne soit pas parfaitement transparent: $\varepsilon'' \simeq 0,023$.



O = Sommet de la lentille

Fig: 5 - 10





O = Sommet de la lentille Fig : 5-11

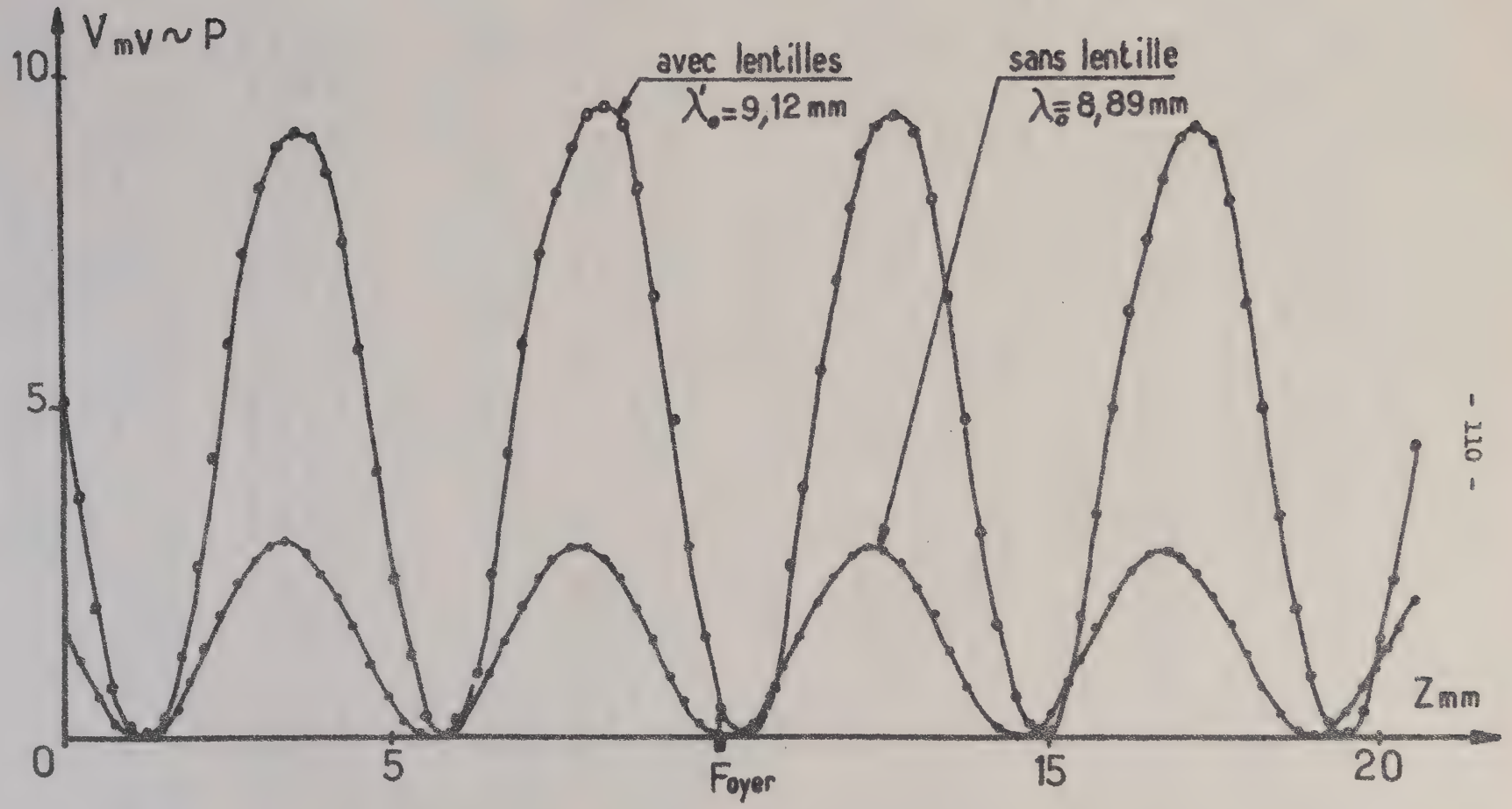

$V_{mV} \sim P$
10
5
0
avec lentilles
$\lambda'_o = 9,12$ mm
sans lentille
$\lambda_o = 8,89$ mm
5
Foyer
15
20
Z mm

Fig: 5_12

IV-2-4 : Adaptation des lentilles :

Pour faire cette manipulation, nous avons placé à une distance D du premier dispositif focalisant constitué par les deux lentilles jumelées, un deuxième dispositif identique. Nous avons alors fait varier la distance D de 2f - 10 mm à 2f + 10 mm , et nous avons étudié la variation de $|E|^2$ en fonction de la distance D pour différents écarts e entre les deux lentilles associées.

Après maintes retouches sur l'épaisseur des lentilles, nous avons obtenu (les deux lentilles étant accolées), une variation de $|T|^2$ de l'ordre de 1/100, pour une variation de D autour du foyer de l'ordre de la demi longueur d'onde, ce qui nous permet d'espérer pour des mesures de $|T|^2$ une assez bonne précision, à la condition que les échantillons aient une épaisseur relativement faible.

La figure 5-13 nous montre les variations de la tension détectée en fonction de D, pour différents espaces e entre les deux lentilles jumelées. Nous voyons, comme nous l'avons signalé dans le paragraphe précédent, que ce réglage est très critique puisque pour un intervalle e= 1 mm entre les lentilles associées, les variations de $|T|^2$ sont de 30 %, interdisant alors toutes mesures. Par ailleurs, le gain tombe également d'un facteur 2,5.

IV-2-4 : Mesure précise de la longueur d'onde entre les lentilles:

Soit λ'_o la longueur d'onde entre les lentilles, le déphasage introduit quand on fait varier la distance D entre les deux dispositifs focalisant est $\beta'_o \delta D$. Les lentilles étant adaptées, comme nous l'avons vu, nous pouvons négliger les réflexions multiples entre les deux systèmes focalisants. Cette hypothèse pourra d'ailleurs être vérifiée par l'expérience.

Dans ces conditions, nous pouvons écrire pour la position initiale (figure 5-14) si nous appelons ϕ_L le déphasage introduit par un système de lentilles associées :

$$\phi = \beta_o (\ell_1 + \ell_2) + 2\phi_L + \beta'_o D \qquad (5\text{-}19)$$

Maintenant, lorsque nous faisons varier la distance D d'une quantité δD (figure 5-14 b) et que nous rattrapons la phase avec le comparateur de phase de l'interféromètre par transmission, comme il est indiqué dans le 3ème chapitre, en déplaçant le cornet récepteur d'une quantité Δx, nous avons alors :

$$\phi = \beta_o (\ell_1 + \ell_2 + \Delta x - \delta D) + 2\phi_L + \beta'_o (D + \delta D) \qquad (5\text{-}20)$$

La comparaison des relations (5-19) et (5-20) conduit à :

$$\beta_o \Delta x = (\beta_o - \beta'_o)\delta D \qquad (5\text{-}21)$$

par conséquent :

$$\Delta x = \frac{\beta_o - \beta'_o}{\beta_o} \delta D = \frac{\lambda'_o - \lambda_o}{\lambda'_o} \delta D \qquad (5\text{-}22)$$

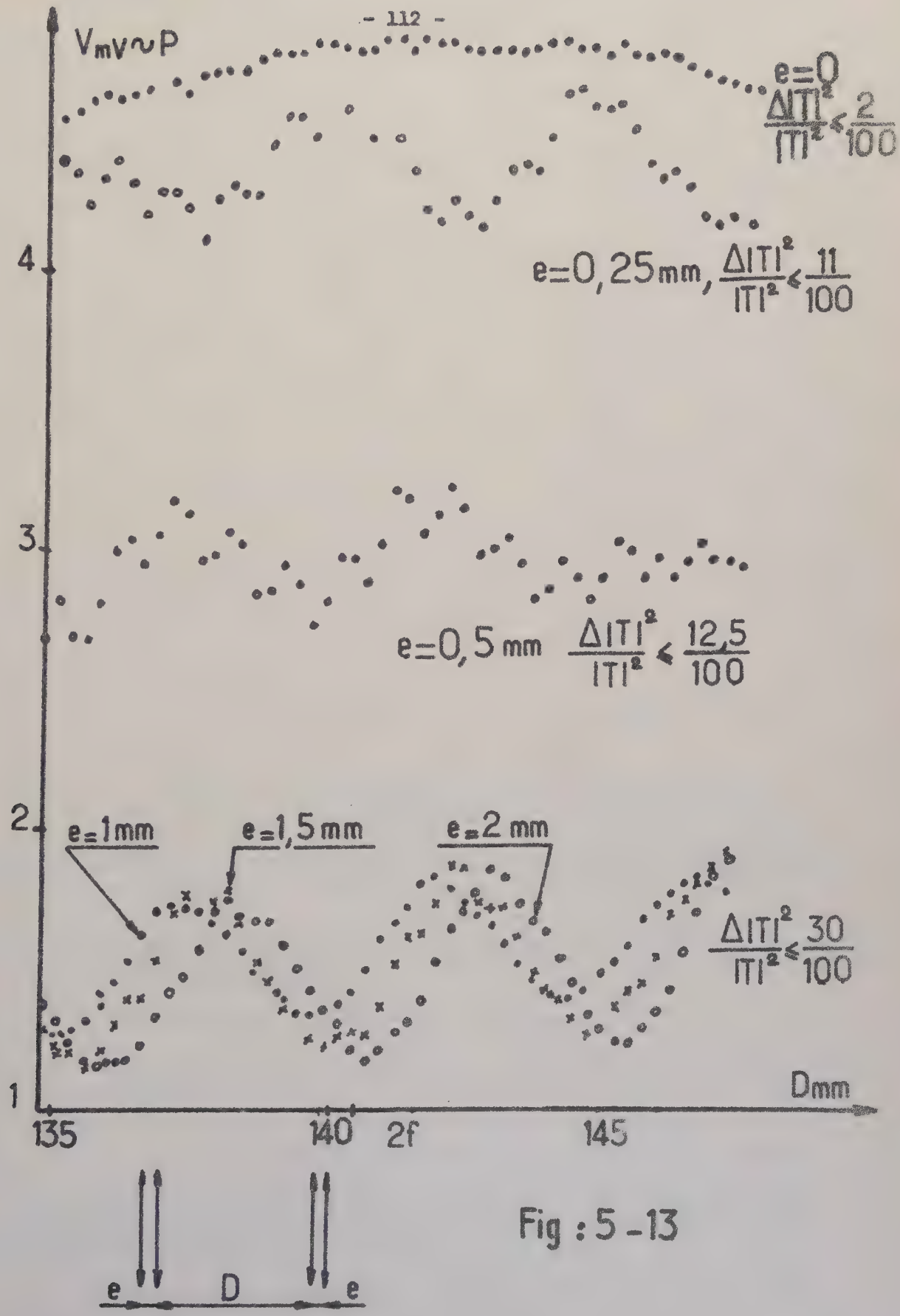

$V_{mV} \sim P$
e=0
$\frac{\Delta|T|^2}{|T|^2} < \frac{2}{100}$
4
e=0,25mm, $\frac{\Delta|T|^2}{|T|^2} < \frac{11}{100}$
3
e=0,5 mm $\frac{\Delta|T|^2}{|T|^2} < \frac{12,5}{100}$
2
e=1mm
e=1,5mm
e=2 mm
$\frac{\Delta|T|^2}{|T|^2} \leq \frac{30}{100}$
1
Dmm
135
140
2f
145
e
D
e

Fig : 5 -13

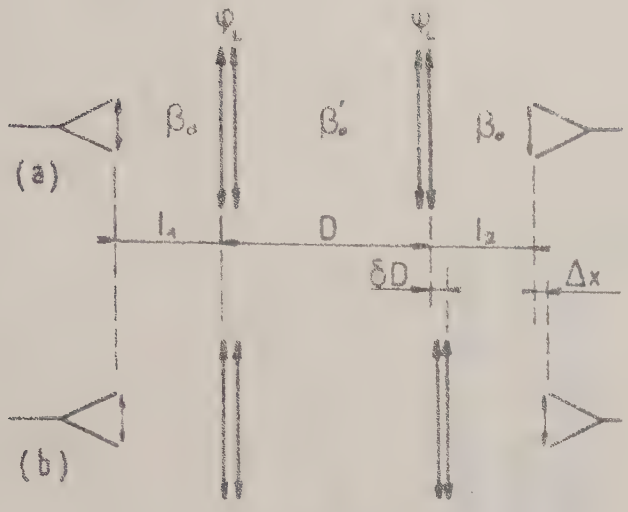


Fig : 5 -14

La figure 5-15 nous montre les variations obtenues quand on fait varier D entre 2 positions encadrant le foyer. Ces variations sont linéaires et nous voyons que les points expérimentaux s'écartent très peu de la droite moyenne (1/ 100° de mm), d'autre part, ils ont des positions tout à fait aléatoires et ne sont pas situés sur des ondulations périodiques autour de la droite moyenne, comme celà aurait été le cas s'il y avait des réflexions multiples non négligeables, entre les deux dispositifs de focalisation ; ceci par ailleurs confirme la bonne adaptation du système.

La pente de la droite moyenne ainsi obtenue est : $p = \operatorname{tg} \alpha = 0{,}0245$, la relation (5-22) donne alors :

$$\frac{\lambda'_o - \lambda_o}{\lambda'_o} = 0{,}0245 \quad \text{soit} \quad \lambda'_o = \frac{\lambda_o}{0{,}9755} \qquad (5\text{-}23)$$

La longueur d'onde de travail à l'air libre étant 8,89 mm , la longueur d'onde entre les lentilles sera : $\lambda'_o = 9{,}118 \simeq 9{,}12$ mm.

L'augmentation de la longueur d'onde, mesurée de cette manière avec précision,est en parfait accord avec la théorie faite au début de ce chapitre, et confirme les résultats obtenus au paragraphe IV-2-3.

V. - CONSEQUENCE DE L'AUGMENTATION DE LA LONGUEUR D'ONDE SUR LES MESURES DE PERMITTIVITE COMPLEXE. -

Considérons la figure 5-16, page suivante :

Sans échantillon, la différence de phase entre les cornets émetteur et récepteur vaut :

$$\phi_o = \beta_o (\ell_1 + \ell_2) + 2\,\phi_L + \beta'_o X \qquad (5\text{-}24)$$

Maintenant, lorsque nous mettons un échantillon au milieu du système focalisant, et si nous déplaçons le cornet de Δx pour rattraper le déphasage introduit par l'échantillon, nous avons :

$$\phi_o = \beta_o (\ell_1 + \ell_2 - \Delta x) + 2\,\phi_L + \beta'_o (X - e) + \phi \qquad (5\text{-}25)$$

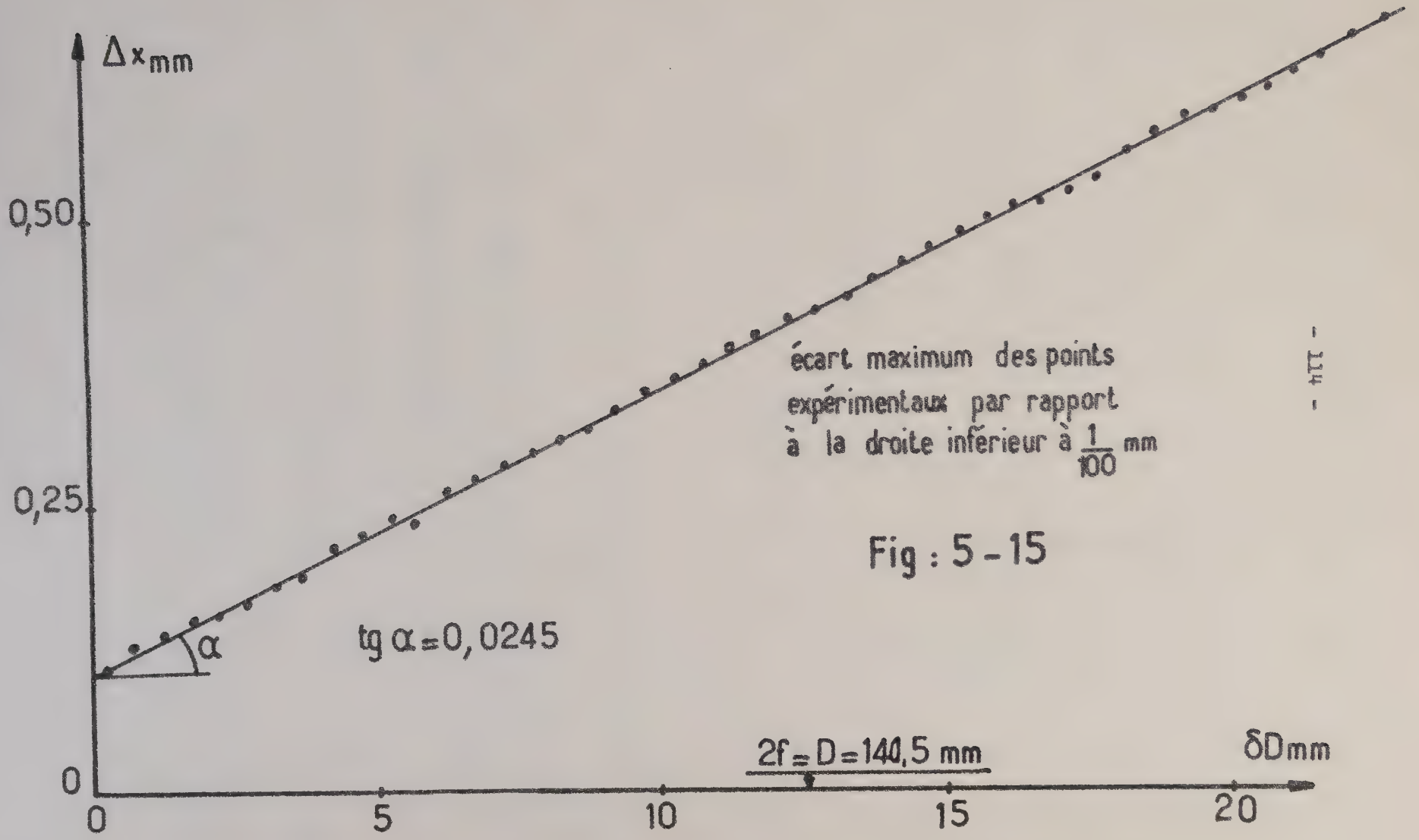

Δx mm
0,50
0,25
0
α
tg α = 0,0245
écart maximum des points expérimentaux par rapport à la droite inférieur à 1/100 mm
2f = D = 140,5 mm
δD mm
0
5
10
15
20

Fig : 5 - 15

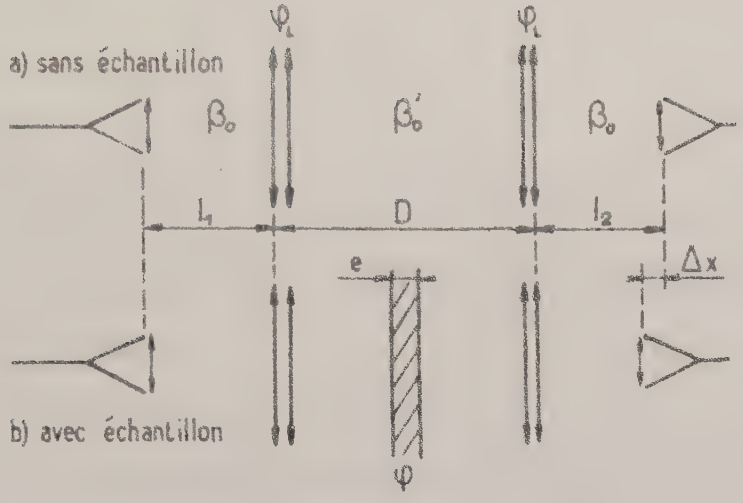


Fig : 5 - 16

La comparaison des relations (5-24) et (5-25) conduit alors à :

$$\beta_o \, \Delta x = \phi - \beta'_o \, e \qquad (5\text{-}26)$$

- 1°) Valeur approchée de l'indice de réfraction du diélectrique étudié :

Dans le cas où nous négligeons les réflexions multiples à l'intérieur de l'échantillon, nous avons :

$$\phi \simeq \beta'_o \, n \, e$$

portons cette valeur dans la relation (5-26) il vient :

$$\beta o \, \Delta x = \beta'_o \, e \, (n-1)$$

donc $$(n-1) = \frac{\Delta x}{e} \, \frac{\beta_o}{\beta'_o}$$

$$(n-1) = \frac{\Delta x}{e} \, \frac{\lambda'_o}{\lambda_o} \qquad (5\text{-}27)$$

alors qu 'en absence de dispositif focalisant nous avions :

$$n-1 = \frac{\Delta x}{e} \qquad (5\text{-}28)$$

La relation (5-27) peut encore s'écrire :

$$(n-1)\frac{\lambda_o}{\lambda'_o} = \frac{\Delta x}{e} \quad \text{soit en posant : } n' = \frac{\lambda_o}{\lambda'_o} = 0{,}9755$$

il vient : $(nn' - n') = \frac{\Delta x}{e} = (n_r - n')$

Nous mesurons donc en utilisant maintenant la relation (5-28) non pas l'indice réel n, mais un indice relatif n_r, par rapport à un indice fictif n' du milieu dans lequel est plongé l'échantillon. En effet nous pouvons toujours écrire $\beta'_o = \beta_o\, n'$ (où n' est un indice correspondant au milieu situé entre les lentilles).

- 2°) Utilisation des tables :

Pour la réalisation des tables nous avons posé :

$$\varepsilon' = \frac{\beta^2 - \alpha^2}{\beta_o^2} \quad \text{et} \quad \varepsilon'' = \frac{2\alpha\beta}{\beta_o^2}$$

où β_o correspond au milieu dans lequel est situé l'échantillon.

Par conséquent, nous aurons maintenant :

$$\varepsilon'_r = \frac{\beta^2 - \alpha^2}{\beta_o'^2} = \frac{\beta^2 - \alpha^2}{\beta_o^2}\,\frac{\beta_o^2}{\beta_o'^2}$$

$$\varepsilon'_r = \varepsilon'(\lambda'_o/\lambda_o)^2$$

Nous avons donc encore une permittivité relative par rapport à celle du milieu où nous plongeons l'échantillon, de même le terme imaginaire de la permittivité complexe s'écrit :

$$\varepsilon''_r = \frac{2\,\alpha\beta}{\beta_o'^2} = \frac{2\alpha\beta}{\beta_o^2}\left(\frac{\lambda'_o}{\lambda_o}\right)^2$$

soit : $$\varepsilon''_r = \varepsilon''\,(\lambda'_o/\lambda_o)^2$$

- 3°) Conclusion :

Pour obtenir la valeur réelle de la permittivité ou de l'indice de l'échantillon étudié, nous devrons multiplier les valeurs trouvées expérimentalement, en utilisant le même procédé que celui décrit au chapitre IV, soit par 0,9755 pour l'indice, soit par 0,9516 pour les permittivités,

ce qui se traduit par :

$$n = 0{,}9755\ n_r$$

$$\varepsilon' = 0{,}9516\ \varepsilon'_r \qquad \text{et} \qquad \varepsilon'' = 0{,}9516\ \varepsilon''_r$$

- REFERENCES -

{1} . - J.G. WEGROWE , Thèse d'ingénieur docteur, Paris 1963.
{2} . - P.A. MATTHEWS, A.L. CULLEN , Proc. I.E.E. , 103 , C, 1956 p. 449.
{3} . - J. BROWN , I.E.E. monograph. n° 301 R , 4 , 1958 p. 472.
{4} . - J. BROWN , Microwave Lenses, Methuen Londres 1953.
{5} . - S. SILVER , Microwave antenna , Theory and design, Mc. Graw Hill, 1949.
{6} . - E.C. JORDAN , Electromagnetic - Théorie and Antennas , Vol 1 , Pergamon Press 1963.
{7} . - J. ARSAC , Transformation de Fourier et théorie des distributions Dunod, 1961.
{8} . - H. BOUASSE, Z. CARRIERE, Diffraction , Delagrave 1923.
{9} . - G. GOUDET , Les fonctions de Bessel , Masson 1965.
{10} . - E. JAHNKE, F. EMDE , Tables of functions with formulæ and curves Dover 1945.
{11} . - L. SCHARTZ , L'intégrale de Fourier - Cours de Sorbonne , C.D.U. 1957.
{12} . - M. GOUY , C. R. Ac. Sci. 110 Janvier-Juin 1890 p. 1251.
{13} . - P. JOUBIN , C. R. Ac. Sci. 115 Juillet-Décembre 1892, p. 932.
{14} . - G.B. AIRY , Trans. Cambridge philos. soc. 5 , 3 Nov 1834 , p. PP
{15} . - G. RAOULT, Technique des mesures en micro-ondes ; Chiron , 1953.
{16} . - A. BOTTREAU - Cl. MARZAT , P.V. des séances de la Société des Sci. Phys. et Nat. Bordeaux, 1967 p. 131.
{17} . - S.A. SCHELKUNOFF - H.T. FRIIS, Antennas theory and practrice J. Wilen 1952.
{18} . - G.W. FARNELL, Canadian J. of phys. 36, 6 - 1958.
{19} . - H. BORN, E. WOLF, Principles of optics, Pergamon Press 1959.
{20} . - A. F. HARVEY , Microwaves engineering Acad. Press, 1963.

-:-:-:-:-

CHAPITRE I-6

MESURES DE CONTROLE SUR LES DIELECTRIQUES

I. - ETUDE DE DIVERSES PERMITTIVITES DE MATERIAUX ISOTROPES. -

Pour vérifier notre dispositif focalisant, et les méthodes de calcul de la permittivité que nous venons de décrire, nous avons fait des mesures de recoupement sur les mêmes matériaux que ceux déjà utilisés au chapitre précédent.

La permittivité complexe des échantillons étudiés est déterminée à partir des résultats expérimentaux par l'intermédiaire des tables decrites au chapitre I-3. Les résultats obtenus sont consignés dans le tableau VI-1 , page suivante .

La comparaison de ces résultats avec ceux du tableau 4-3 nous montre la parfaite validité de ce dispositif qui permet de faire des mesures sur des diélectriques à faces parallèles de petites surfaces, augmentant ainsi d'une manière considérable les performances et les possibilités de l'interféromètre.

II. - ETUDE DE FAIBLES ANISOTROPIES DIELECTRIQUES. -

II-1 : Etude du papier :

Au laboratoire de nombreuses études sur les milieux stratifiés ont déjà été faites à des longueurs d'onde de 10 et de 3 cm {1 à 10}. Ce sont en général des milieux uniaxes possédant deux permittivités distinctes $\varepsilon_{\perp}$ et $\varepsilon_{//}$. Cependant {1 à 9} , il existe quelques milieux stratifiés tel que le papier , qui possèdent trois permittivités différentes suivant trois axes orthogoraux, deux d'entre elles sont très voisines, leur faible différence est due à un résidu d'alignement des fibres cellulosiques.

Monsieur le Professeur SERVANT m'a suggéré de faire une étude du papier, faisceau incident perpendiculaire au plan de la feuille. Ceci devait me permettre, d'une part de tester l'appareil du point de vue sensibilité, d'autre part d'élargir le domaine de cette étude vers les fréquences élevées.

J'ai donc effectué les mesures sur les échantillons de papier duplicateur suivants :

Matériau	ε'_r	$\frac{\Delta\varepsilon'_r}{\varepsilon'_r}$	ε''_r	$\frac{\Delta\varepsilon''_r}{\varepsilon''_r}$	ε'	$\Delta\varepsilon'/\varepsilon'$	ε''	$\Delta\varepsilon''/\varepsilon''$
Gaflon	2,176 ± 0,015	0,007	<<0,01 (≈0,005)	-	2,067±0,015	0,007	≈ 0,005	-
Plexiglas	2,722 ± 0,015	0,005	0,027±0,004	0,15	2,586±0,013	0,006	0,026±0,004	0,15
Lucoflex	2,901 ± 0,004	0,0014	0,029±0,003	0,01	2,757±0,004	0,0014	0,027±0,003	0,009
Bakélite	4,048 ± 0,030	0,0075	0,337±0,080	0,08	3,852±0,030	0,008	0,32 ±0,03	0,09
Ferritite	5,50 ± 0,10	0,018	0,14 ±0,04	0,28	5,23 ±0,10	0,019	0,13 ±0,04	0,29
Permalite	3,58 ± 0,03	0,008	0,29 ±0,03	0,01	3,41 ±0,03	0,009	0,28 ±0,03	0,011
Canevasite	3,848 ± 0,06	0,015	0,25 ±0,05	0,2	3,66 ±0,06	0,016	0,24 ±0,05	0,2
Dellite	3,85 ± 0,07	0,019	0,27 ±0,05	0,19	3,66 ±0,07	0,02	0,26 ±0,05	0,19

TABLEAU VI-1

- Vélin filigrané 80 g. (V_1) épaisseur de l'échantillon 3,056 mm
- Vélin filigrané 64 g. (V_2) épaisseur de l'échantillon 4,144 mm
- Vergé 80 g. (V_3) épaisseur de l'échantillon 3,447 mm

L'épaisseur des échantillons est déterminée avec précision en mesurant l'épaisseur de 500 feuilles de ramette dans lesquelles sont pris les échantillons.

Pour chaque échantillon 15 mesures ont été faites suivant les deux directions : $\overline{E}$ // au sens machine et $\overline{E}$ // au sens transverse.

Les résultats obtenus sont consignés dans les tableaux 6-2,et 6-3 et 6-4 dans lesquels $\Delta\varepsilon = \varepsilon_M - \varepsilon_T$ et $\varepsilon_{moy} = (\varepsilon_M + \varepsilon_T)/2$.

TABLEAU 6-2 - Vélin filigrané 80 g (V_1) :

sens	ε'_r	ε''_r	ε'	ε''	$\frac{\Delta\varepsilon'}{\varepsilon'moy}$	$\frac{\Delta\varepsilon''}{\varepsilon''moy}$
machine	2,216±0,008	0,152±0,008	2,109±0,008	0,145±0,008	535	645
transverse	2,101±0,006	0,143±0,010	1,999±0,006	0,136±0,010	10000	10000

TABLEAU 6-3 - Vélin filigrané 64 g. (V_2) :

sens	ε'_r	ε''_r	ε'	ε''	$\frac{\Delta\varepsilon'}{\varepsilon'moy}$	$\frac{\Delta\varepsilon''}{\varepsilon''moy}$
machine	2,210±0,005	0,150±0,007	2,103±0,005	0,141±0,007	515	505
transverse	2,100±0,005	0,142±0,009	1,998±0,005	0,135±0,009	10000	10000

TABLEAU 6-4 - Vergé 80 g. (V_3)

sens	ε'_r	ε''_r	ε'	ε''	$\frac{\Delta\varepsilon'}{\varepsilon'moy}$	$\frac{\Delta\varepsilon''}{\varepsilon''moy}$
machine	1,940±0,010	0,158±0,007	1,846±0,010	0,150±0,007	645	567
transverse	1,839±0,007	0,150±0,011	1,750±0,007	0,142±0,011	10000	10000

La comparaison de ces trois tableaux nous montre que :

-1° les vélins filigranés (V_1) et (V_2) possèdent la même permittivité alors que deux papiers de texture différente, mais de même poids (V_1) et (V_3) possèdent des permittivités différentes. La permittivité d'un papier serait donc semble-t-il étroitement liée à la qualité du papier. Le terme réel de la permittivité augmente quand la texture est plus serrée, alors que le terme imaginaire de la permittivité varie en sens inverse, ce qui paraît logique a priori ; la trame du Vergé (V_3) semble en effet plus apte à prendre l'eau de l'humidité ambiante que la texture plus serrée des Vélins (V_1) et (V_2).

- 2°) Aux erreurs d'expérience près on peut dire que $\frac{\Delta\varepsilon'}{\varepsilon'_{moy}}$ et $\frac{\Delta\varepsilon''}{\varepsilon''_{moy}}$ sont de l'ordre de 5 à 6 %.

- 3°) Les valeurs des permittivités trouvées semblent en accord avec la bibliographie , quoiqu'il soit difficile de faire une comparaison exacte, compte tenu des différences de longueurs d'onde et de la diversité des papiers commerciaux.

VII-2: Etude des polaroïdes :

Ne disposant que de trois polaroïdes faisant chacun une épaisseur de l'ordre de 25/100 ° de mm, je les ai accolés en prenant soin de faire coïncider les axes optiques, j'ai ainsi obtenu un polaroïde de 80/100° de mm d'épaisseur.

Avec un tel échantillon, les déphasages auxquels on doit s'attendre sont très faibles. Cette mesure montrera donc la sensibilité de l'interféromètre.

Afin d'évaluer les incertitudes j'ai fait un grand nombre de mesures de déphasage , n'ayant pu relever d'absorption, suivant la direction des axes optiques, ce qui ne veut pas dire toutefois, l'épaisseur étant très faible , que $\varepsilon'' = 0$.

Les valeurs de la permittivité réelle obtenue sont :

$$\varepsilon'_{r//} = 3{,}00 \pm 0{,}02 \qquad \varepsilon'_{r\perp} = 2{,}89 \pm 0{,}03$$

qui conduisent après la correction due à la variation de longueur d'onde entre les lentilles à :

$$\varepsilon'_{//} = 2{,}85 \pm 0{,}02 \qquad \varepsilon'_{\perp} = 2{,}75 \pm 0{,}03$$

donnant $$\frac{\Delta\varepsilon'}{\varepsilon'_{moy}} = 3{,}5\ \%$$

L'anisotropie enregistrée est donc très faible.

Cette mesure montre la grande sensibilité de l'interféromètre.

- REFERENCES -

{1} . - R. SERVANT , J. GOUGEON , J. Phys. Rad , 18 , 1957 p. 115.
{2} . - R. SERVANT, J. GOUGEON , C.R. Acad. Sci. 242 , 1956 p. 2318.
{3} . - P. BORDERIE , J. Phys. Rad. 19 , 1958 p. 405.
{4} . - R. SERVANT, J.W. WEEVERS , J. Phys. Rad. 21 , 1960 p. 955
{5} . - J. W. WEEVERS , Thèse 3ème cycle, Bordeaux , 1960.
{6} . - R. SERVANT, Cl. FAURE, C. R. Acad. Sci. 253 ; 1961 p. 841.
{7} . - Cl. FAURE , Thèse 3ème cycle , Bordeaux , 1961 .
{8} . - J.P. LE PETIT , Thèse 3ème cycle , Bordeaux, 1963.
{9} . - J.P. LE PETIT , J. Phys. 24, 1963 p. 341.
{10} . M.CASTETS , Thèse 3ème cycle, Bordeaux , 1963.

-:-:-:-:-:-:-

CHAPITRE I-7

MESURE DE FORTES ANISOTROPIES DIELECTRIQUES

ETUDE DU GYPSE

Monsieur le Professeur SERVANT m'a proposé d'étudier, dans la bande Q, des échantillons de gypse dont une étude avait déjà été faite au Laboratoire {1, 2, 3, 4, 5} dans la bande des 3cm.

Ce matériau se trouve en grande quantité à l'état de monocristaux (gypse fer de lance) ce qui le rend particulièrement intéressant; de plus il possède une importante anisotropie diélectrique.

I. - ORIGINES ET PROPRIETES PHYSIQUES DU GYPSE. -

I-1 : Origines :

Les roches sulfatées, sont les produits les plus fréquents de l'évaporation lagunaire {1, 6} sous forme de gypse par exemple ($SO_4Ca,2H_2O$).

C'est une roche tendre, soluble dans l'eau pure (2,5 g/ℓ, eau séléniteuse), qui peut former d'énormes amas dans les terrains lagunaires, notamment le Pernien, le Trias, le Jurassique supérieur, le tertiaire (gypse éocène du bassin de Paris, où il forme 4 masses de 25 m. d'épaisseur totale).

Le gypse fer de lance, le moins répandu parmi les différentes catégories de gypse, est formé de deux cristaux géants, unis suivant une ligne médiane bien visible (macles h^1, m , a^1).

Le gypse à notre disposition était une forme cristallisée, transparente, teintée de jaune, elle se présentait sous la forme de la macle a^1.

Le clivage est très facile suivant (010) et ($\bar{1}11$) (clivage fibreux ou gras), il l'est moins suivant (100) (clivage vitreux ou sec).

I-2 : Propriétés physiques :

I-2-1 : Propriétés optiques {7}:

Dans le plan (010) la direction de l'axe n_g fait un angle de 14° avec le clivage fibreux ($\bar{1}11$) et l'angle des axes optiques est 2 V = 58°. Pour la raie D du sodium, les indices sont :

$$n_g = 1,5299 \quad ; \quad n_m = 1,5230 \quad ; \quad n_p = 1,5207.$$

(figure 7-1).

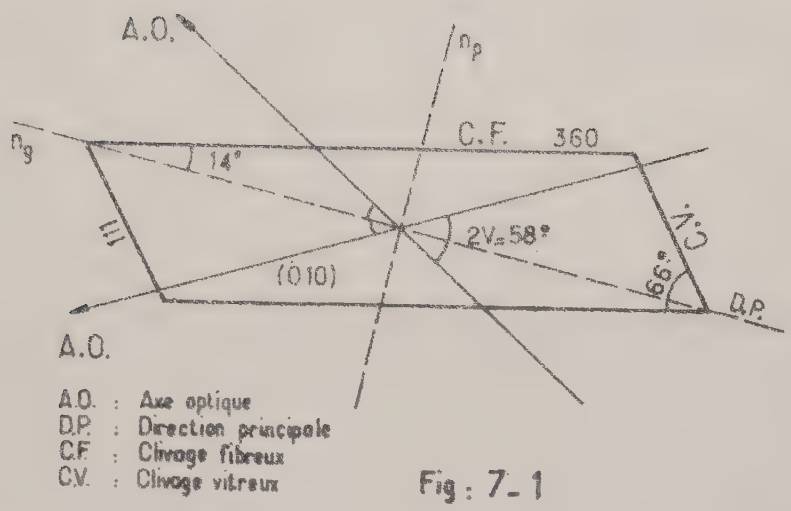


Fig : 7_1

I-2-2 : Structure cristallographique {1,8 - 9 - 10} :

Le gypse cristallise dans le système monoclinique. Il possède un axe A_2 , un miroir et un centre.

Il a une structure en couches très complexes. Les différentes couches sont liées entre elles par des molécules d'eau. Chaque molécule d'eau est liée à un ion Ca^{++} et à 1 oxygène de deux ions SO_4^{--} appartenant à deux couches différentes. Les liaisons O—H -- O sont très faibles, ce sont elles qui favorisent le clivage. Chaque atome de calcium est entouré par six atomes d'oxygène provenant des ions SO_4^{--} et par deux molécules d'eau. Chaque atome de soufre est au centre d'un tétraèdre régulier, au sommet duquel se trouvent les atomes d'oxygène provenant de SO_4^{--} ; la liaison S_O vaut 1,49 A° .

Les éléments de symétrie du système monoclinique sont le centre et l'axe binaire A_2 qui est par convention parallèle à Oy.

La maille cristallographique la plus adaptée contient quatre molécules de gypse et ses dimensions sont :(groupe spatial C 2/c).

$$a_4 = 10,47\ A^\circ .$$

$$b_4 = 15,15\ A^\circ .$$

$$c_4 = 6,51\ A^\circ .$$

avec $\widehat{x_4 O z_4} = 151^\circ\ 33'$

Le schéma de la maille est représenté figure 7-2 pour le plan de clivage parfait (010) perpendiculaire à A_2.

On utilise également une deuxième représentation, contenant huit molécules de gypse dans la maille élémentaire. Ses dimensions sont alors :

$$a_8 = 10{,}47\ A°.$$
$$b_8 = 15{,}15\ A°\ .$$
$$c_8 = 6{,}28\ A°.$$

avec $\widehat{x_8\ 0\ z_8} = 98° 58'$

Cette maille est schématisée figure 7-2 pour un plan $\perp$ à A_2 .

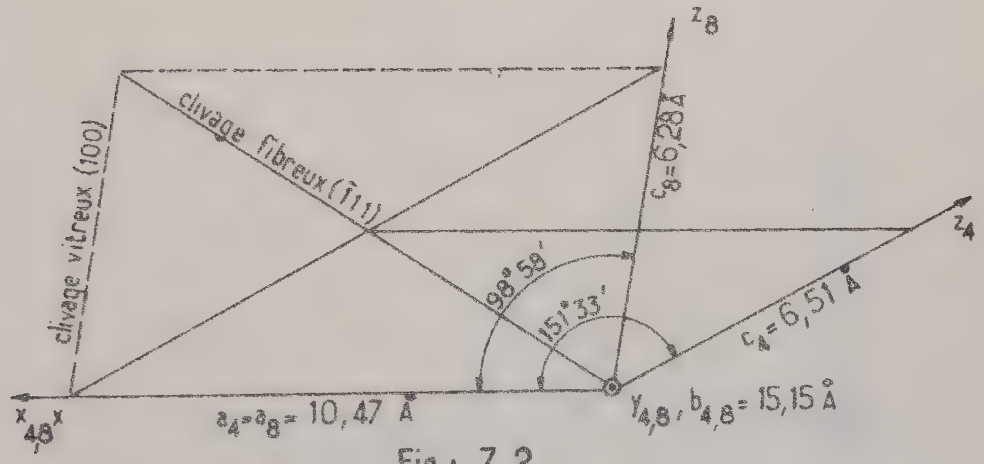


Fig : 7-2

Nous pouvons trouver la projection suivant les différentes directions de la maille de gypse dans le travail de Claude DEMAU {1} qui par ailleurs donne la position des différents atomes.

II. - DISPOSITIF DE MESURES. -

Le but que je m'étais fixé, était d'étudier l'anisotropie diélectrique du gypse, le clivage parfait (010) étant perpendiculaire à l'axe de

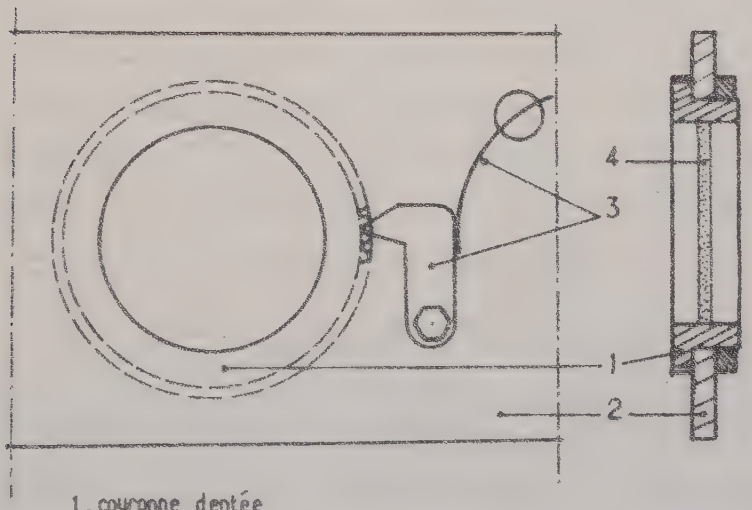
propagation, il est en effet possible,dans ces conditions, de trouver des échantillons homogènes, sous des épaisseurs suffisantes pour les mesures en 8 mm.

Comme nous l'avons vu au chapitre I-5, pour être à l'abri de tous risques de diffraction par les bords, il faut que l'échantillon à étudier soit au foyer du système focalisant et de plus qu'il ait un diamètre supérieur à 40 mm.

J'ai donc fait réaliser au Laboratoire un porte-échantillons particulier que je peux parfaitement centrer au foyer du système focalisant et qui me permet de faire tourner à volonté (d'une quantité déterminée) l'échantillon autour de son axe (confondu avec l'axe de propagation).

Ce porte-échantillons (figure 7-3) est constitué par une couronne dentée tous les 5° , d'un diamètre intérieur de 50 mm. Elle a été réalisée à l'aide d'un diviseur universel monté sur une fraiseuse.

Cette couronne comprend deux parties assemblées de telle sorte qu'elles laissent dans l'épaisseur une gorge, dans laquelle, une plaque qui



1. couronne dentée
2. plaque support
3. dispositif anti-retour
4. échantillon

Fig. 7-3

servira de support à l'ensemble pourra venir se placer. Un dispositif à ressort (anti-retour) ne permet que dans un sens, la rotation du porte échantillons . L'échantillon encastré et centré dans la couronne dentée, tournera ainsi avec elle.

Les mesures interférométriques, comme dans les cas précédents, ont été faites par les méthodes du double pointé, tant pour les mesures de phase que des attenuations (chapitre I-4) .

III. - RESULTAT EXPERIMENTAUX. -

L'étude du gypse a été faite sur trois échantillons d'épaisseurs différentes : 1,77 ; 2,82 ; 4,06 mm.

Le terme imaginaire de la permittivité est très faible et non mesurable, ce qui est en accord avec la bibliographie {1} . Ceci vérifié, je me suis par conséquent limité à une étude de phase, permettant de déterminer le terme réel de la permittivité.

Les résultats expérimentaux bruts sont donnés pour les trois épaisseurs sur les diagrammes polaires représentés figure 7-4 ; 7-5 et 7-6.

Sur ces figures, nous avons également tracé les diagrammes $\varepsilon_{r(apparent)} = f(\theta)$ obtenus à l'aide des tables(chapitre I-4)sans avoir fait la correction rendue nécessaire parl'utilisation d'une optique focalisante (chapitre I-5).

Nous voyons sur ces figures, que les courbes brutes, sans correction, $(n^2_{ap} = (\frac{\Delta x_1}{e} + 1)^2)$c'est-à-dire en négligeant les réflexions multiples à l'intérieur de l'échantillon, coupent les courbes ε'_r . En ces points d'intersection nous avons donc $n^2_{ap} = \varepsilon'_r$ ce qui signifie que l'échantillon est en ces points, reflet ou anti-reflet. C'est-à-dire que (chapitre I-3):

$$\beta'_o \, n \, e = k \, \pi \quad \text{(échantillon anti-reflet)}$$

ou :

$$\beta'_o \, n \, e = (2k + 1) \frac{\pi}{2} \quad \text{(échantillon reflet)}$$

A partir de la permittivité relative, j'ai déterminé la valeur réelle de la permittivité apparente, en multipliant ε_R par le coefficient $((\lambda'_o/\lambda_o)^2 = 0{,}9516)$ de correction, tenant compte de l'augmentation de la longueur d'onde entre les lentilles du système focalisant (chapitre I-5).

Les valeurs de ces permittivités apparentes moyennes, dans une direction d'inclinaison θ, sont portées sur les graphiques 7-7 , 7-8 et 7-9 respectivement pour les épaisseurs : 1,77 ; 2,82 et 4,06 mm.

IV. - INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX. -

Il est à remarquer que pour les différentes épaisseurs, on trouve la même direction d'axe de symétrie électrique : Axe OZ confondu

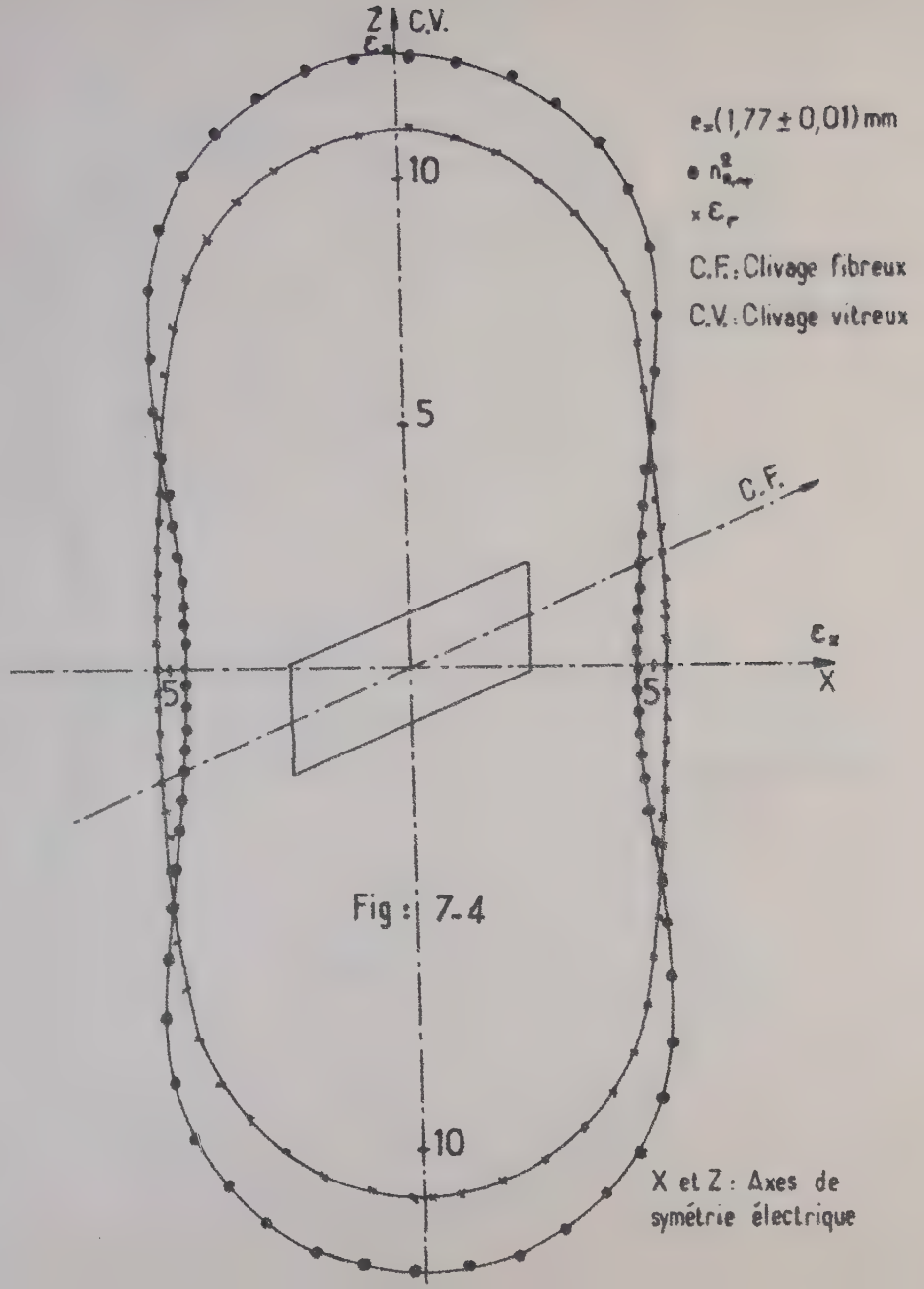

Z
C.V.
ε_z
10
5
C.F.
ε_x
X
5
5
10
e=(1,77 ± 0,01) mm
• $n^2_{R,ap}$
× ε_r
C.F.: Clivage fibreux
C.V.: Clivage vitreux
X et Z : Axes de symétrie électrique

Fig : 7-4

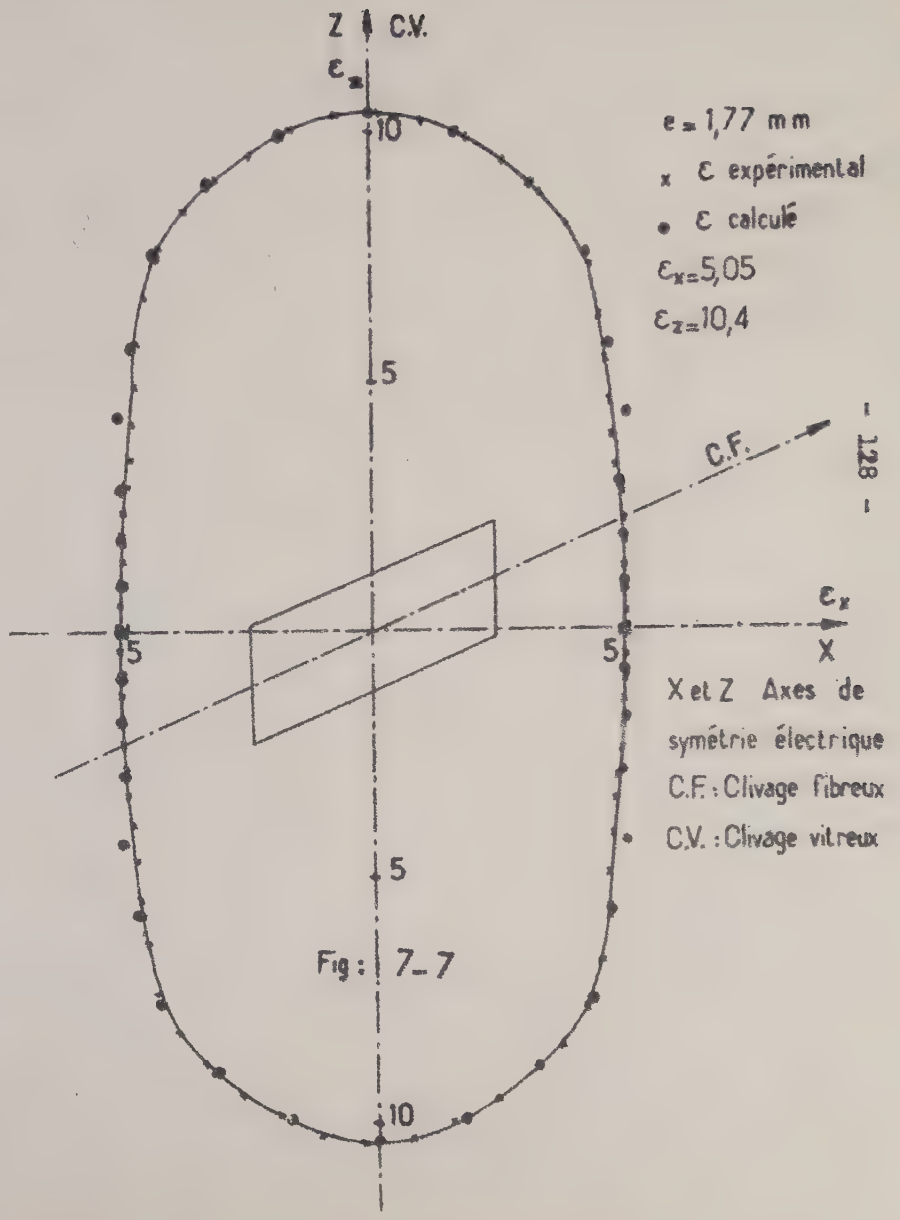

Z
C.V.
ε_z
10
5
C.F.
ε_x
X
5
5
5
10
e = 1,77 mm
× ε expérimental
• ε calculé
ε_x=5,05
ε_z=10,4
X et Z Axes de symétrie électrique
C.F.: Clivage fibreux
C.V.: Clivage vitreux

Fig : 7-7

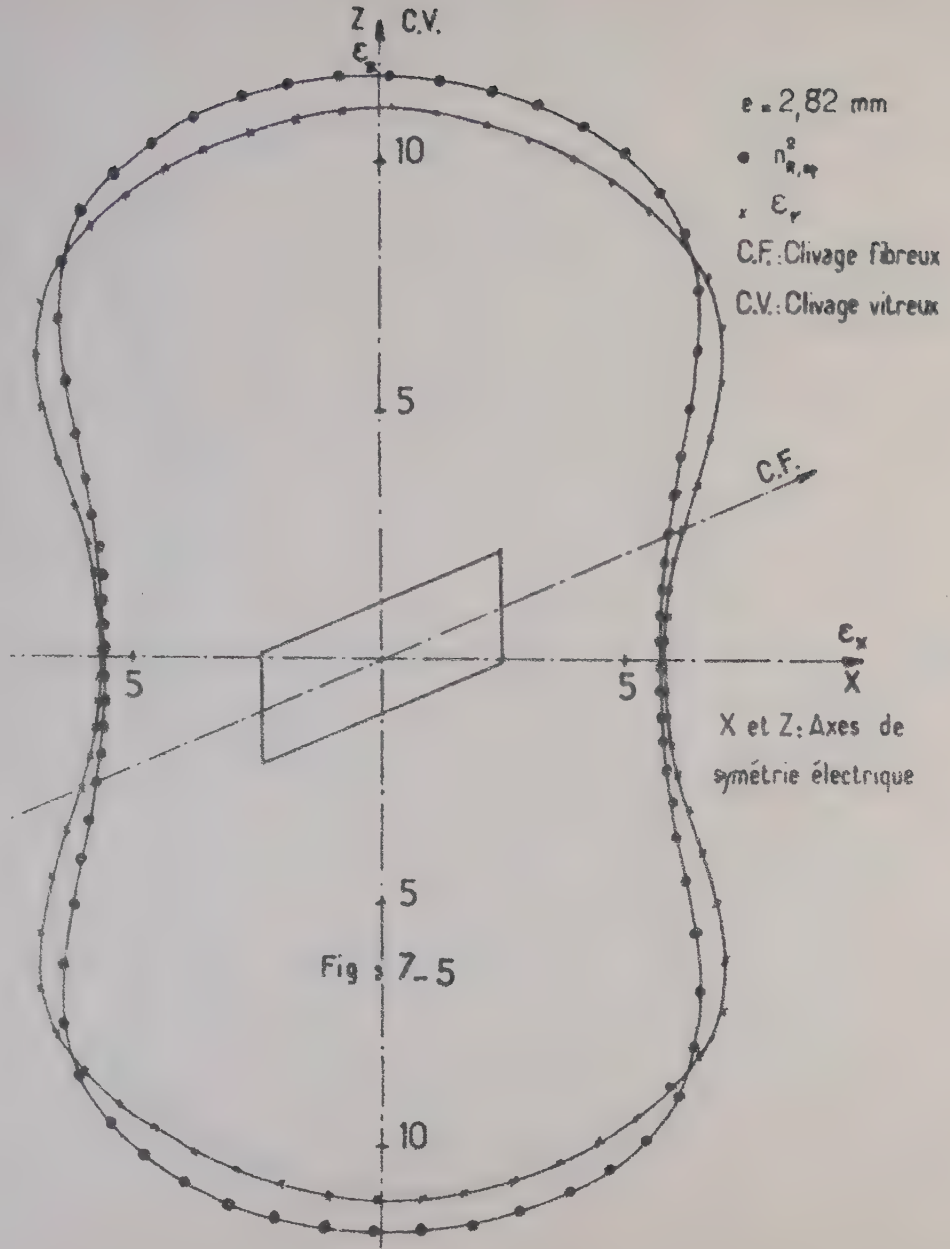

Z
C.V.
ε_z
10
5
5
5
10
C.F.
ε_x
X
e = 2,82 mm
• $n^2_{x,y}$
x ε_r
C.F.: Clivage fibreux
C.V.: Clivage vitreux
X et Z: Axes de symétrie électrique

Fig : 7_5

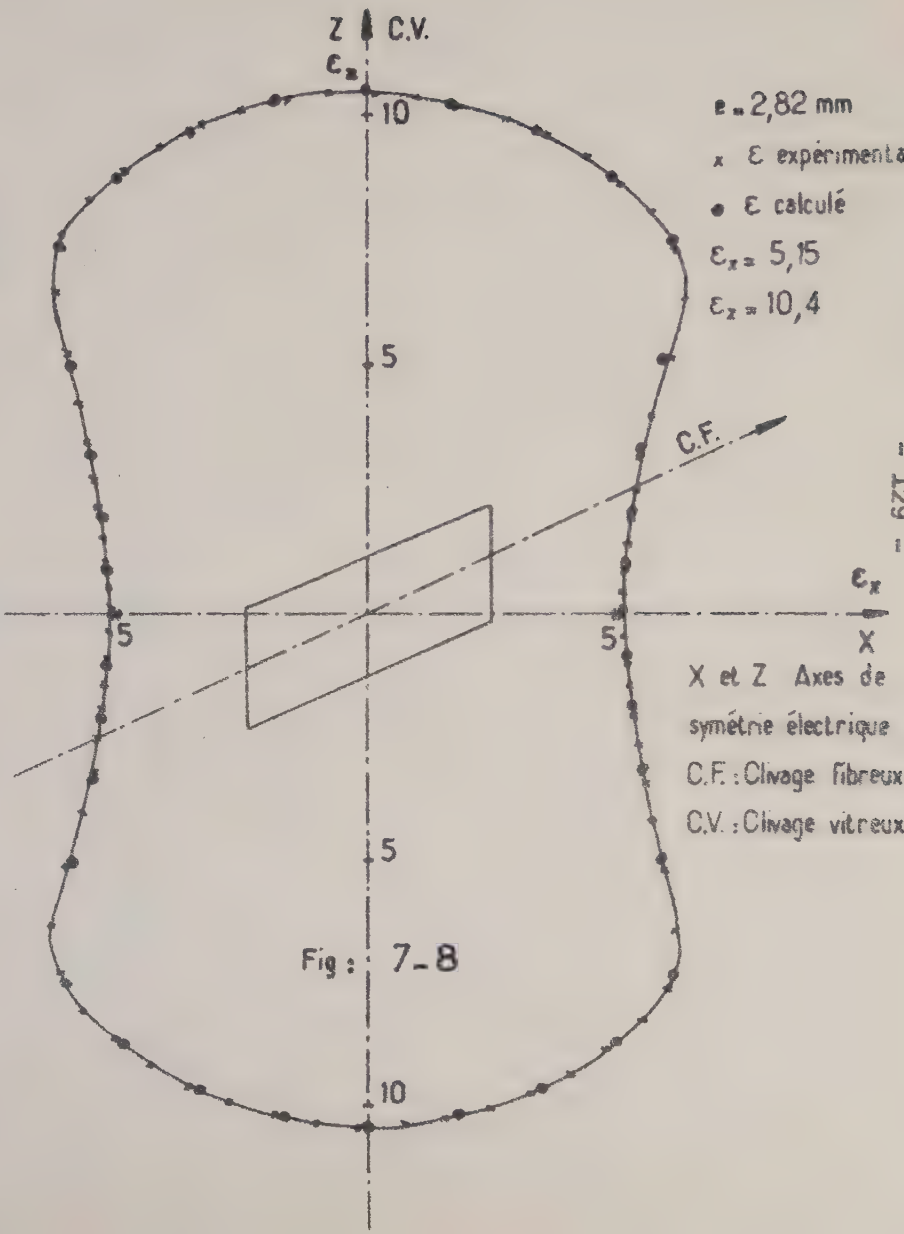

Z
C.V.
ε_z
10
5
5
5
10
C.F.
ε_x
X
e = 2,82 mm
x ε expérimental
• ε calculé
ε_x = 5,15
ε_z = 10,4
X et Z Axes de symétrie électrique
C.F.: Clivage fibreux
C.V.: Clivage vitreux

Fig : 7_8

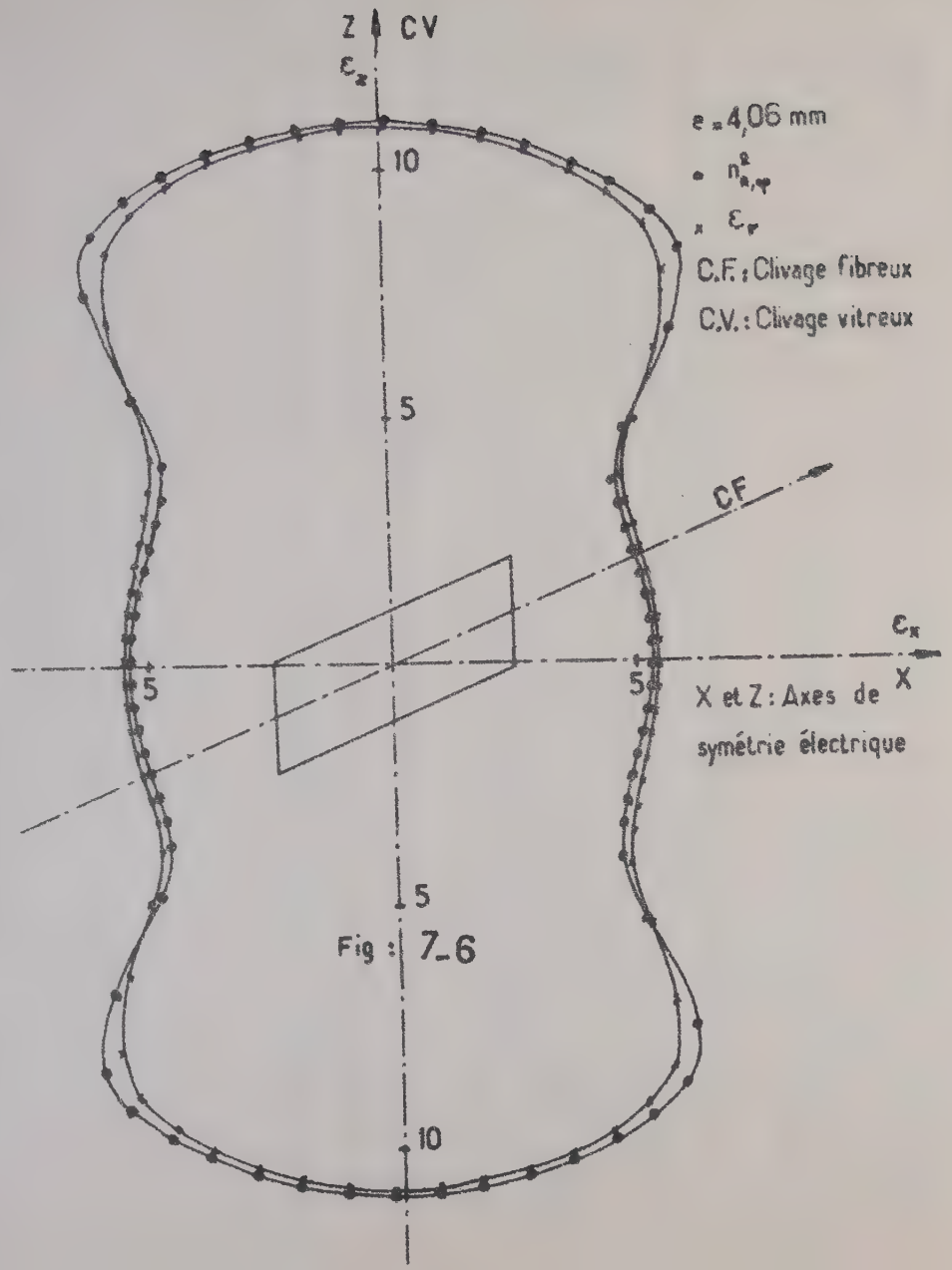

Z
CV
ε_z
10
5
5
5
5
10
CF
ε_x
X
e = 4,06 mm
• $n^2_{e,\varphi}$
x ε_φ
C.F. : Clivage fibreux
C.V. : Clivage vitreux
X et Z : Axes de symétrie électrique

Fig : 7-6

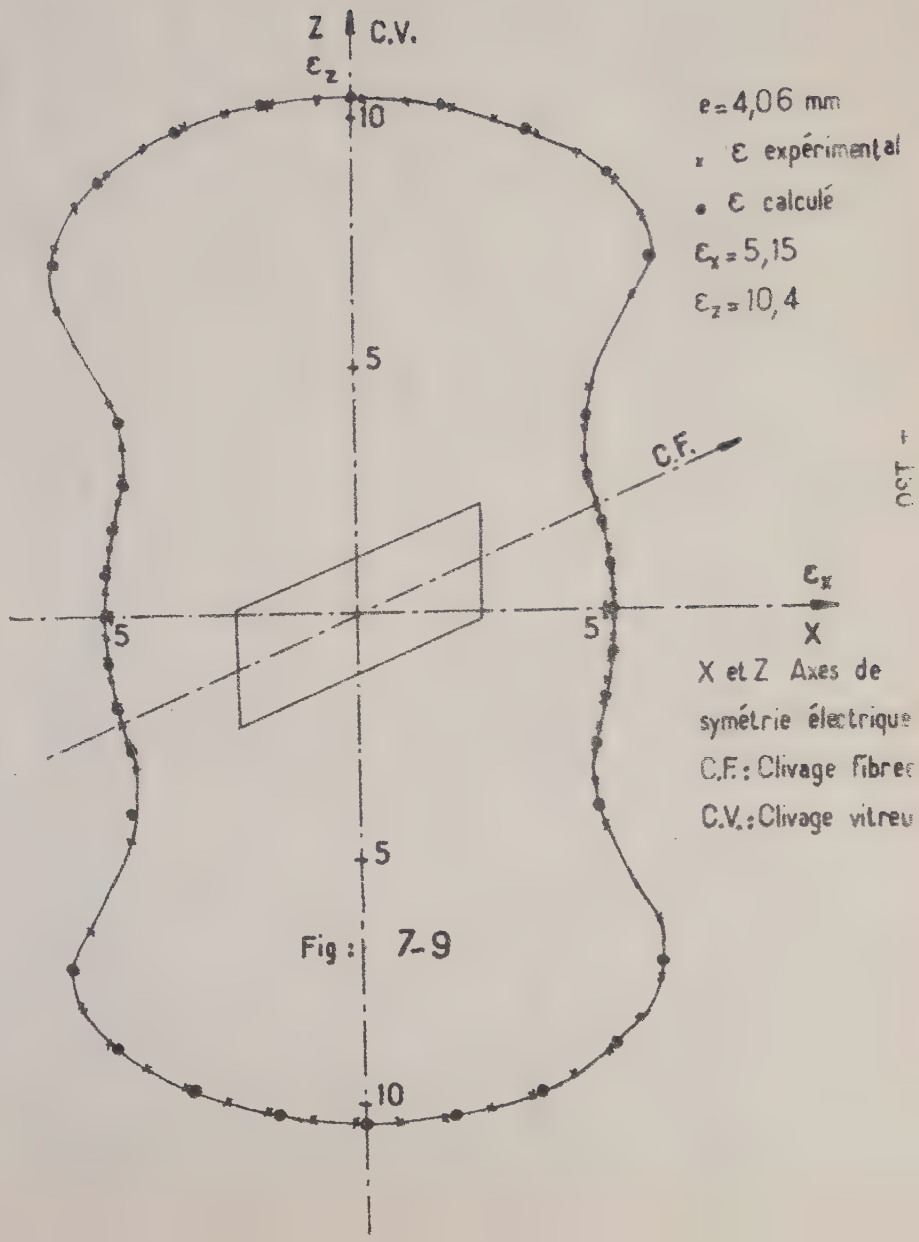

Z
C.V.
ε_z
10
5
5
5
5
10
C.F.
ε_x
X
e = 4,06 mm
x ε expérimental
• ε calculé
$\varepsilon_x = 5,15$
$\varepsilon_z = 10,4$
X et Z Axes de symétrie électrique
C.F. : Clivage fibreux
C.V. : Clivage vitreux

Fig : 7-9

avec le clivage vitreux, Axe OX perpendiculaire à OZ. Ces directions, ainsi que les valeurs des permittivités correspondantes, sont en parfait accord avec celles données par d'autres auteurs. Le tableau suivant résume la concordance de la permittivité.

AUTEURS	J.F.NYE {10}	R. SERVANT Cl. DEMAU {1}{2}{3} et {4}	A. BOTTREAU {11}
Fréquence de mesure en MHz	$0,3.10^9$	10.10^9	36.10^9
ε X	5,0	5,10	5,15
ε Z	9,9	10,30	10,40

Les valeurs que j'ai obtenues sont en fait 1 % supérieures à celles obtenues dans la bande des 3 cm. Cette augmentation systématique doit, je pense, être attribuée à la diminution de longueur d'onde ($\lambda_{g(3cm)} \simeq 44$ mm, $\lambda'_{o(8mm)} = 9,12$ mm).

Par contre, les relevés polaires de la "permittivité apparente moyenne" dans une direction d'inclinaison θ diffèrent de forme d'une épaisseur à l'autre, alors que dans les méthodes du court-circuit, comme celles du condensateur, ce que l'on obtient avec des échantillons taillés dans différentes orientations, est rigoureusement le diagramme, en forme d'haltère, de la valeur exacte ε de la permittivité tensorielle dans la direction θ {1, 5, 12}.

Il est,par conséquent, intéressant de chercher à justifier les formes des courbes obtenues (figure 7-7 , 7-8 , 7-9).

A la suggestion de Monsieur le Professeur SERVANT je suis alors parti de la remarque suivante : en espace libre, quand le vecteur de Fresnel de l'onde incidente tombe sur la lame dans la direction θ , aucune vibration rectiligne ne se propage, en fait, à l'intérieur du cristal dans cette direction. Il faut considérer les composantes de la vibration électrique suivant Z et X et tenir compte de leurs déphasages respectifs, avant de les projeter à nouveau, sur la section du cornet récepteur, fonctionnant comme analyseur parallèle.

On a donc à considérer deux vibrations d'amplitudes respectives : $\sin^2 \theta$ et $\cos^2 \theta$ déphasées respectivement de ϕ_Z et ϕ_X. Par application de la construction de Fresnel on doit alors pouvoir déduire le déphasage résul-

tant ψ (figure 7-10), qui commande le déplacement de franges de l'interféromètre auquel la "permittivité apparente" mesurée est directement rattachée.

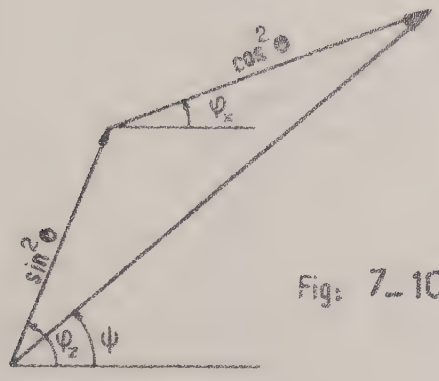


Fig: 7_10

Les valeurs ϕ_Z et ϕ_X sont constantes pour une épaisseur déterminée et valent respectivement :

$$\phi_{(Z)} = \beta_o \, (\Delta x_1(Z) - e)$$

et :

$$\phi_{(X)} = \beta_o \, (\Delta x_1(X) - e)$$

Cette étude graphique est alors très simple ; il suffit en effet de tracer les deux axes de directions ϕ_X et ϕ_Z et de longueur unité (10 cm par exemple) (figure 7-11) et de la graduer en échelle ($\cos^2\alpha$ ou $\sin^2\alpha$).

Les directions ψ seront alors déterminées tous les 10° par exemple en traçant les parallèles aux directions ϕ_Z et ϕ_X passant par deux points symétriques (0,5) des axes portant ϕ_Z et ϕ_X.

La figure 7-11 représente, cette étude graphique pour l'échantillon d'épaisseur e = 2,82 mm

Les valeurs $\psi_{(\theta)}$ déterminées, on peut alors avoir $\frac{\Delta x(\theta)}{\lambda_o} = \frac{\psi(\theta)}{2\pi} - \frac{e}{\lambda_o}$ qui permet alors d'obtenir à partir des tables et après la correction de l'augmentation de la longueur d'onde entre les lentilles du système focalisant, la "permittivité apparente" mesurée dans la direction θ.

J'ai fait cette étude systématique tous les 10 ° pour les trois échantillons étudiés.

Les points ainsi obtenus par le calcul graphique sont en parfaite concordance avec les courbes $\varepsilon(\theta)$ obtenues expérimentalement (figures 7-7) 7-8 et 7-9).

Par ailleurs, nous voyons (figure 7-10) que :

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{\sin^2 \theta \sin \phi_Z + \cos^2 \theta \sin \phi_X}{\sin^2 \theta \cos \phi_Z + \cos^2 \theta \cos \phi_X}$$

Dans le cas du gypse où $\varepsilon'' = o$ l'équation des courbes expérimentales $\varepsilon(\theta)$ obéit donc à la relation {13}:

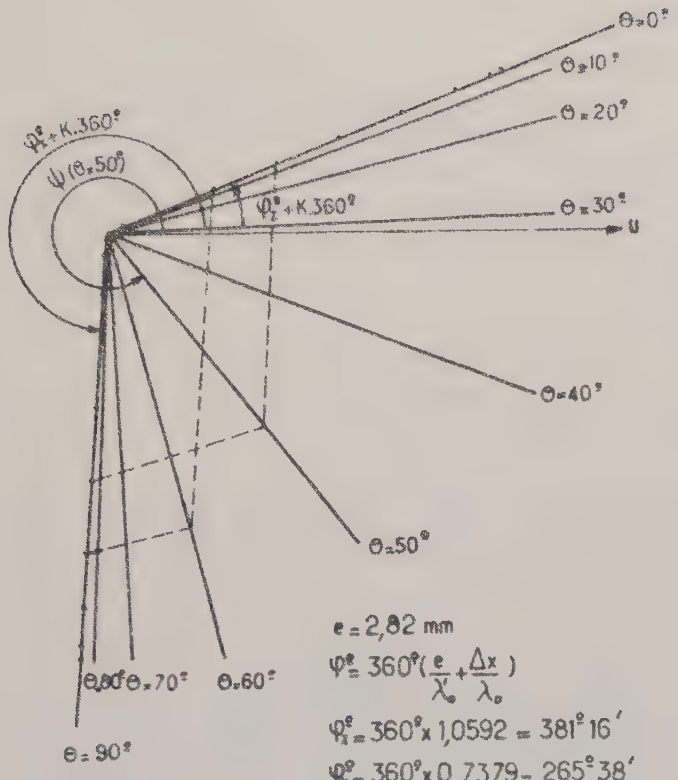


Fig : 7_11

$$\frac{1+\sqrt{\varepsilon(\theta)}}{2\sqrt{\varepsilon\ \theta}}\ \mathrm{tg}\ 2\pi\ \frac{e}{\lambda_o}\ \sqrt{\varepsilon(\theta)} = \frac{\sin^2\theta\ \sin\phi_Z + \cos^2\theta\ \sin\phi_X}{\sin^2\theta\ \cos\phi_Z + \cos^2\theta\ \cos\phi_X}$$

où :

$$\mathrm{tg}\ \phi_Z = \frac{1+\sqrt{\varepsilon_z}}{2\sqrt{\varepsilon_z}}\ \mathrm{tg}\ 2\pi\ \frac{e}{\lambda_o}\ \sqrt{\varepsilon_Z}$$

et :

$$\mathrm{tg}\ \phi_X = \frac{1+\sqrt{\varepsilon_X}}{2\sqrt{\varepsilon_X}}\ \mathrm{tg}\ 2\pi\ \frac{e}{\lambda_o}\ \sqrt{\varepsilon_X}$$

V. - CONCLUSION. -

La méthode interférométrique en 8 mm permet donc de faire des mesures rapides des biréfringeances diélectriques sans taille particulière des échantillons.

Elle détermine la direction des axes de symétrie électrique et les permittivités principales correspondantes.

Pour les orientations intermédiaires θ, nous ne mesurons pas le terme de la permittivite tensorielle dans la direction θ, mais une permittivité apparente $\varepsilon(\theta)$. Si nous voulons obtenir le terme de la permittivité tensorielle, ε_θ, donnant les courbes en forme d'haltère {12}, il suffira d'appliquer la relation (1-10) :

$$(X^2 + Z^2)^3 - (\varepsilon_X X^2 + \varepsilon_Z Z^2)^2 = 0$$

ou plus simplement en coordonnées polaires {1}:

$$\varepsilon_\theta = \varepsilon_Z \cos^2\theta + \varepsilon_X \sin^2\theta$$

A partir de ces diagrammes polaires on peut alors tracer {5} le diagramme $1/\sqrt{\varepsilon_\theta}$ qui doit être une ellipse, section par un plan de la quadrique représentative du tenseur $\overline{\overline{\varepsilon}}$.

- REFERENCES -

{1} . - Cl. DEMAU , Thèse 3ème cycle , Bordeaux 1962.
{2} . - R. SERVANT, Cl. DEMAU , C.R. Acad. Sci. 254 - janvier 1962 p. 656.
{3} . - R. SERVANT, Cl. DEMAU , J. Phys. Rad. 23 , Nov. 1962 p. 948.
{4} . - Cl. DEMAU , J. Phys. 24, Avril 1963 p. 284.
{5} . - R. SERVANT, J. Phys. 24 , Juin 1963 p. 405.
{6} . - L. MORET, Précis de géologie, Masson Paris 1962 p. 82-221.
{7} . - H. BOUASSE, Optique cristalline, double réfraction , Delagrave Paris 1925, p. 74.
{8} . - W.A. WOSTER, Zeits.f. Krist. B 94 , 1936 p. 375.
{9} . - R.W.G. WYCKOFF , Cristal structure, Vol III - X -Intersciences - New.York , 1948 - 1960.
{10} . - J.F. NYE , Propriétés physiques des cristaux - Dunod, Paris 1958 p.73.
{11} . - A. BOTTREAU , C.R. Acad. Sci. 267 B , 1968 p. 810.
{12} . - A.V. SHUBNIKOV, I.S. ZHELUDEV, V.P. KONSTANTINOVA , I.M. SILVESTROVA, Etude des textures piezoélectriques, Dunod Paris , 1958.
{13} . - A. BOTTREAU, Cl. MARZAT , C.R. Acad. Sci. 259 , 1964 p. 758.

-:-:-:-:-

DEUXIEME PARTIE

UTILISATION DE L'INTERFEROMETRE POUR LE DIAGNOSTIC DES PLASMAS

CHAPITRE II-1

RAPPEL SUR LA PROPAGATION DES ONDES ELECTROMAGNETIQUES DANS LES MILIEUX IONISES . (THEORIE MACROSCOPIQUE)

I. - EQUATION DE DISPERSION. -

La propagation des ondes dans les plasmas est régie, d'une part par les équations de Maxwell, et d'autre part par les équations de plasma {1 à 5 }, qui sont :

- les équations de conservation du nombre de charges négatives et positives,

- les équations de conservation de la quantité de mouvement, moyennant certaines hypothèses, qui sont :

1°) l'action du champ magnétique de l'onde est négligeable en tout point de la trajectoire des particules,

2°) les transformations produites par l'onde sont adiabatiques ($PV^{\gamma} = Cte$),

3°) la perturbation apportée par l'onde est négligeable (ce qui est notre cas puisque nous travaillons toujours à bas niveau).

Les équations de Maxwell et les équations de conservation de la quantité de mouvement écrites suivant les trois directions x, y, z permettent d'obtenir 9 équations, formant un système linéaire et homogène par rapport aux 9 inconnues qui sont les composantes des vecteurs $\overline{E}$, $\overline{V_e}$ et $\overline{V_i}$.

Pour qu'elles soient compatibles, il faut que le déterminant de ce système d'équations soit nul. Ce déterminant a été donné par DENISSE et DELCROIX (tableau II-1) { 3 }.

Pour l'expliciter, utilisons les écritures normalisées, c'est-à-dire, que nous poserons :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \varepsilon_o}} = \text{"fréquence" plasma pour les électrons.}$$

$$\Omega_p = \sqrt{\frac{n_i e^2}{m_i \varepsilon_o}} \quad Z = \text{"fréquence" plasma pour les ions.}$$

$$\omega_c = -\frac{e B_o}{m_e} = \text{"fréquence" cyclotron pour les électrons.}$$

$$\Omega_c = Z \frac{e B_o}{m_i} = \text{"fréquence" cyclotron pour les ions.}$$

entre ces différentes grandeurs, nous avons :

$\frac{\omega_p^2}{\Omega_p^2} = \frac{\omega_c}{\Omega_c} = \frac{m_i}{Zm_e}$. Nous voyons alors que nous pouvons négliger les termes ioniques devant les termes électroniques (approximation d'Appleton Hatrée) .

Par ailleurs, posons comme il est d'usage :

$$X = \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$$

$$Y_L = \frac{\omega_L}{\omega} \quad (\omega_L = \text{composante longitudinale de } \omega_c)$$

$$Y_T = \frac{\omega_T}{\omega} \quad (\omega_T = \text{composante transversale de } \omega_c)$$

$$Z_{ei} = \frac{\nu_{ei}}{\omega} \quad (\nu_{ei} = \text{fréquence de collision électron -ion})$$

$$Z_{en} = \frac{\nu_{en}}{\omega} \quad (\nu_{en} = \text{fréquence de collision électron -neutre})$$

$$Z = Z_{ei} + Z_{en}$$

alors leur déterminant s'écrit :

$$\Delta = \begin{vmatrix}
1-\varepsilon & X & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
1 & 1-jZ & 0 & 0 & -Y_L & 0 & 0 & Y_T & 0 \\
1 & -jZ_{ei} & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 1-\varepsilon & X & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & -Y_L & 0 & 1 & 1-jZ & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 1 & -jZ_{ei} & 1 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & X & 0 \\
0 & Y_T & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 1-jZ & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & -jZ_{ei} & 1
\end{vmatrix}$$

Ce déterminant, qui doit être nul, peut alors être résolu simplement, on obtient :

$$\Delta = \begin{vmatrix} X-(1-\varepsilon)(1-jZ) & Y_L(1-\varepsilon) & -Y_T(1-\varepsilon) \\ Y_L(1-\varepsilon) & X-(1-\varepsilon)(1-jZ) & 0 \\ Y_T & 0 & 1-jZ-X \end{vmatrix}$$

L'équation de dispersion devient donc dans le cas général :

$$(1-j\,Z-X)\left[X-(1-\varepsilon)(1-jZ)\right]^2 + Y_T^2(1-\varepsilon)\left[X-(1-\varepsilon)(1-jZ)\right] - (1-j\,Z-X)Y_L^2(1-\varepsilon)^2=0 \qquad (I-1)$$

II. - PROPAGATION TRANSVERSALE. -

Le but principal de notre travail étant de faire un sondage transverse du plasma par une onde électromagnétique, je n'envisagerai ici que ce cas particulier.

On a alors : $B_o = B_T$

$Y_T = \frac{e\,B_o}{m_e\,\omega}$ et $B_L = Y_L = 0$

L'équation (I-1) devient :

$$\left[X-(1-\varepsilon)(1-jZ)\right]\left\{Y_T^2(1-\varepsilon) + (1-jZ-X)\left[X-(1-\varepsilon)(1-jZ)\right]\right\} = 0$$

qui s'annule pour =

$$\varepsilon = 1 - \frac{X}{1-jZ} = \left(1 - \frac{X}{1+Z^2}\right) - j\,\frac{XZ}{1+Z^2} \qquad (I-2), \text{ pour}$$

$E_{UHF} \,//\, B_o$ ce cas de propagation est appelé onde ordinaire {1}, alors que pour l'onde extraordinaire $E_{UHF} \perp B_o$ nous avons :

$$(1-\varepsilon)\left[Y_T^2 - (1-jZ)(1-jZ-X)\right] = -X(1-jZ-X)$$

c'est-à-dire :

$$\varepsilon = 1 - \frac{X(1-jZ-X)}{(1-jZ)(1-jZ-X) - Y_T^2}$$

soit :
$$\varepsilon' = 1 - X\,\frac{(1-X)(1-X-Z^2-Y^2)+Z^2(2-X)}{(1-X-Z^2-Y^2)^2+Z^2(2-X)^2} \qquad (I-3)$$

et :
$$\varepsilon'' = XZ\,\frac{(1-X-Z^2-Y^2) - (2-X)(1-X)}{(1-X-Z^2-Y^2)^2+Z^2(2-X)^2}$$

Les relations(I-2) et (I-3) , nous montrent qu'en propagation transverse le plasma se comporte comme un diélectrique biréfringent, possédant deux axes de symétrie électrique perpendiculaires, l'un suivant le sens

de B_o (onde ordinaire), et l'autre perpendiculaire à B_o (onde extraordinaire).

Par ailleurs, la relation (I-2) nous montre que l'onde ordinaire ne voit pas l'influence du champ magnétique B_o .

L'équation de dispersion (I-1), nous montre que d'une manière générale seules les collisions électron - ion et électron neutre interviennent dans le diagnostic des plasmas par les hyperfréquences, elles sont la cause d'une absorption ($\varepsilon'' \neq 0$).

Le calcul de ces fréquences de collision , donne, à partir des formules proposées par X. DURAND-WIEL {12}:

1°) Pour les collisions électron-ion $\nu_{ei} = 5{,}2 \cdot 10^7$, en utilisant les tableaux donnés par L. SPITZER {6}et les résultats de S. C. BROWN {15} (pour $T_e = 10^4$°K et $n_{e_{moy}} = 10^{13}$ el/cm^3).

2°) Pour les collisions électron-neutre $\nu_{en} / p\sqrt{Te} < 2{,}46 \cdot 10^5$ pour l'argon (ν_{en} de l'ordre de 10^5) en admettant en première approximation que $p = n_m \, k \, T_n$(qui conduit à $n_{m\ moy} = 3{,}23\ 10^{16}$ p (torr) pour T_n = 300° K) et en utilisant les tableaux des sections efficaces de collision donnés par le Professeur DELCROIX {14}.

Ces évaluations de ν_{ei} et de ν_{en} nous montrent que pour les basses pressions $Z = Z_{ei} + Z_{en} \simeq Z_{ei}$ qui est de l'ordre de 10^{-3} pour la bande des 36 GHz.

Les limites de ε'' mesurables se situant aux environs de 10^{-2}, nous voyons que pour la bande des 36 GHz nous devons avoir ν_{ei} de l'ordre de 10^{13} pour avoir un ε'' mesurable ; ce qui est impossible à obtenir pour les plasmas à très basses pressions, ayant une température électronique de quelques 10^4 °K que l'on réalise couramment en laboratoire.

Si par conséquent nous négligeons l'influence des fréquences de collision , (approximation généralement justifiée {15 - 16} , il suffit de faire dans l'équation de dispersion (I-1) $Z = Z_{ei} = Z_{en} = 0$. Cette relation devient alors :

$$(1-X)\left[X-(1-\varepsilon)\right] + Y_T^2\ (1-\varepsilon)\left[X-(1-\varepsilon)\right] - (1-X)\,(1-\varepsilon)^2\ Y_L^2 = 0$$

qui conduit dans le cas de la propagation transverse à :

$$\varepsilon_{ord} = 1 - X \qquad \varepsilon_{ext} = 1 - \frac{1-X}{1-X-Y_T^2}$$

III. - CONCLUSION. -

Comme nous venons de le voir les relations donnant la permittivité du plasma, en propagation transverse, sont simples dès que l'on peut faire l'approximation des fréquences de collision négligeables .

Pour établir l'équation de dispersion, nous avons par ailleurs, négligé les effets de température. Cette approximation est parfaitement justifiée pour les plasmas que nous pouvons réaliser facilement, l'effet

de température, ne se faisant appréciable qu'à partir des températures électroniques de l'ordre du k eV {1}.

- REFERENCES -

{1} . - T. CONSOLI , Rapport C.E.A. n° 1703 - RT , 106 , 30.6.1960.
{2} . - D. ALLAB , Thèse de doctorat ès-sciences physiques, Paris 1966.
{3} . - J.F. DENISSE, J.L DELCROIX, Théorie des ondes dans les plasmas Dunod, 1961.
{4} . - V.E. GOLANT, Microwave plasma diagnostic techniques - Soviet phys. tech. phys. 1960, 5 , 10 p. 1197.
{5} . - V.L. GINZBURG , Propagation of electromagnetic Waves in plasma, North Holland , 1961.
{6} . - L. SPITZER, Physique des gaz complètement ionisés, Dunod 1959.
{7} . - J.L. DELCROIX , Introduction à la théorie des gaz ionisés, Dunod 1959 .
{8} . - R. JANCEL, Th. KAHAN , Electrodynamique des plasmas - Tome I, Dunod 1963.
{9} . - M.A. HEALD, C.B. WHARTON, Plasma diagnostic with microwave J. Wiley , 1965.
{10} . - R. PAPOULAR, J. BALAZARD, Application des ondes hyperfréquences et infrarouges à l'étude des plasmas , Dunod, 1965.
{11} . - J.E. DRUMOND, Plasma physics , Mac Graw Hill, 1961.
{12} . - X. DURAND-WIEL , Rapport P. 72 - 241 - D - 18 Ecole Polytechnique Paris, 1965.
{13} . - D.A. DEGRAS, Cours de D.E.A. de physique des milieux ionisés, Faculté des Sciences d'Orsay.
{14} . - J.L. DELCROIX, Physique des Plasmas - Tome II - Dunod 1966.
{15} . - J.C. BROWN, Basic data of plasma physics, J. Wiley 1959.
{16} . - J.G. WEGROWE, Thèse d'Ingénieur docteur, Paris 1963.

-:-:-:-:-:-

CHAPITRE II-2

REALISATION DU PLASMA

I. - INTRODUCTION. -

Quelques essais préliminaires sur la colonne positive d'une décharge luminescente {1, 2} , nous ont montré, que l'on ne pouvait que difficilement obtenir une densité électronique supérieure à 10^{12} électrons par cm^3. Dans ce type de décharge , nous ne pouvons donc guère espérer des permittivités moyennes inférieures à 0,925, dans la bande des 8 mm. Les variations de permittivité sont par conséquent très faibles. De plus, dans une decharge luminescente, la colonne positive remplit le tube à décharge, suivant une loi de distribution de la densité électronique, en fonction de Bessel, d'ordre 0 {3,4,5} ; Nous avons donc affaire à un plasma de révolution, incompatible avec l'optique focalisante que nous avons mise au point (chapitre I-5). Les matériaux à étudier devant être de section rectangulaire et de faible épaisseur, si nous voulons obtenir de bons résultats.

Ces diverses considérations nous ont conduits à réaliser un autre type de plasma.

Parmi les différents types de plasma, nous avons choisi la décharge réflex du type P.I.G. (PENNING. ionisation Gauge) qui permet d'obtenir des densités électroniques et des taux d'ionisation relativement importants ; de plus, son prix de revient est peu élevé {6}. Ce type de plasma, étudié par de très nombreux auteurs (comme le montre la bibliographie, d'ailleurs fort incomplète, de{7 à 27}) depuis sa découverte par PENNING {28} en 1937 , permet d'espérer l'obtention des plasmas, de configuration particulière, en travaillant la forme des électrodes.

II. - PRINCIPE ET MECANISME DE FONCTIONNEMENT DE LA DECHARGE REFLEX, A L'EQUILIBRE. -

II-1 : Principe de fonctionnement {21}:

La figure 2-1 schématise la décharge réflex la plus généralement utilisée.

L'originalité de cette décharge fonctionnant à très basse pression réside dans sa symétrie par rapport à un plan médian.

Elle est constituée :

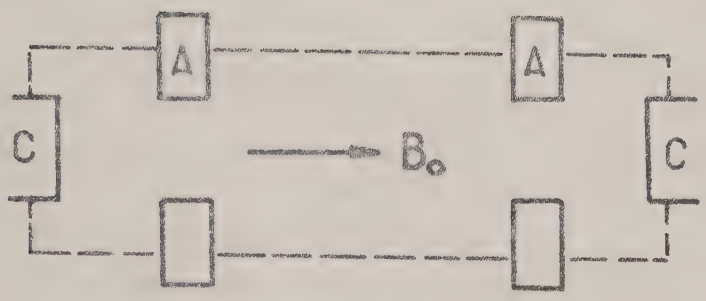


Fig : 2-1

- 1°) par deux cathodes (C) situées aux extrémités. Elles peuvent être soit identiques (2 chaudes ou 2 froides), soit différentes (une chaude et une froide) {10, 18, 19, 20}.

- 2°) par une {7, 8, 10} ou plusieurs anodes (A) situées entre les cathodes. Ce dernier dispositif, le plus généralement utilisé, autorise notamment un sondage du plasma par les hyperfréquences, c'est donc lui que nous utiliserons.

Les anodes sont constituées par une pièce métallique percée d'un orifice. Elles sont portées à un potentiel positif (par rapport aux cathodes), suffisamment élevé pour que les ions accélérés dans les gaines anodiques, soient capables de provoquer une émission cathodique par bombardement ionique. Les électrons ainsi émis par la cathode sont à leur tour accélérés. La présence d'un champ magnétique B_o , uniforme et continu, leur interdit d'atteindre directement l'anode. Ils s'enroulent en hélice autour des lignes de champ magnétique avec un pas dépendant de la direction de leur trajectoire initiale et oscillent entre les deux cathodes en ionisant le gaz neutre.

Si les conditions expérimentales sont favorables, le plasma atteint un état d'équilibre, caractérisé par sa densité électronique et le courant de décharge I .

Dans cette décharge, on augmente la longueur du parcours des électrons, d'une part par l'action du champ magnétique B_o , d'autre part par les puits de potentiel dus aux gaines cathodiques qui emprisonnent les électrons, les renvoyant d'un espace cathodique à l'autre (effet réflex); c'est ce qui explique le fonctionnement de ce type de décharge à de très basses pressions.

II-2 : Mécanisme de la décharge réflex à l'équilibre {18 - 21}:

Dans une telle décharge plusieurs processus "collisionels" peuvent se produirent. Nous pouvons les classer en deux catégories {18- 24} :

1°) Les collisions élastiques, qui sont des collisions {29} dans lesquelles l'énergie interne des particules en présence ne change pas.

2°) Les collisions inélastiques pour lesquelles, l'état interne des particules en présence, est notablement modifié.

II-2-1 : Collisions élastiques :

On peut les subdiviser en :

A- Chocs entre particules chargées.

1°) Collisions électrons-électrons (e-e) (ν_{ee}).

La fréquence de collision est donnée par {30} :

$$\nu_{ee} = 3{,}76\, n_{e_{moy}}\, T_e^{-3/2}\, \text{Log}\, \Lambda \qquad (2\text{-}1)$$

où $n_{e_{moy}}$ est la densité électronique en cm^{-3} ,

T_e la température électronique en °K,

Λ le rapport de la distance d'écran à p_o dont le logarithme est donné par des tableaux {30-31}en fonction de $n_{e_{moy}}$ et de T_e.

Dans ce type de choc, l'angle de déflexion θ est en général faible {18} , la dispersion angulaire est en grande partie compensée par le champ directeur B_o , qui empêche ainsi la diffusion transverse. Seuls les électrons périphériques peuvent sortir du plasma pour aller sur les anodes où ils contribueront au courant anodique.

2°) Collisions électrons-ions (e-i) (ν_{ei})

Dans ce cas {30}:

$$\nu_{ei} = 5{,}25\, T_e^{-3/2}\, n_{e_{moy}}\, \text{Log}\, \Lambda \qquad (2\text{-}2)$$

et

$$\nu_{ie} = \frac{2{,}86 \cdot 10^{-3}\, T_e^{-3/2}\, n_{e_{moy}}\, \text{Log}\, \Lambda}{m_e / m_i}$$

Dans ce type de collision , les électrons (hormis les électrons périphériques) sont conservés dans le plasma alors que les ions, compte tenu de leur rayon de Larmor (quelques cm) peuvent diffuser vers les parois (diffusion transverse).

B- Collisions avec des particules neutres.

1°) Collisions électrons-neutres (e-n) ν_{en}.

Pour que ces collisions soient élastiques il est nécessaire qu'un électron primaire ait perdu une grande partie de son énergie, lors de collisions "inélastiques", ou encore que l'électron "collisionel" soit issu d'un choc ionisant (électron secondaire).

Dans ces conditions la fréquence de collision e-n (élastique) est donnée par {30}:

$$\nu_{ea} = \frac{\pi d^2}{4} \; n m_{moy} \; \sqrt{\frac{3k\,Te}{\pi\, m_e}} \qquad (2\text{-}3)$$

où $\frac{\pi d^2}{4}$ est la section efficace de collision électrons-neutres

et $\sqrt{\frac{3K\,Te}{\pi m_e}} = 6{,}75 \;.\; 10^3 \sqrt{Te} \quad (m/s) = 6{,}75.\; 10^5 \sqrt{Te} \quad (cm/s)$

Dans ces collisions {18} , 50 % des électrons sont déviés d'un angle $\theta < 30°$, l'effet de confinement dû à B_o , annule pratiquement l'effet de ces collisions.

2°) Collisions ions-neutres (i-n)

Dans ces collisions, il peut y avoir accrochage de l'ion à l'atome par un processus du genre {32} :

$$X + X^+ \rightarrow X_2^+$$

Les fréquences de collisions sont très faibles par exemple pour l'argon $\nu_{in} = 4{,}5 \;.\; 10^{-10}\; n_{moy}$ et pour le néon : $\nu_{in} = 3{,}7 \;.\; 10^{-10}\; n_{moy}$.

Compte tenu de leurs masses, les résultants X_2^+ ont un grand rayon de Larmor, et peuvent ainsi s'échapper du plasma.

3°) Collisions neutres-neutres :

Alors {30} $\nu_{nn} = \pi \sqrt{2} \;\; d^2 \; V \; n m_{moy}$ avec $V = \sqrt{\frac{8\; K\; T_n}{m_n}}$

Pour l'argon possédant une masse $m_n = 6{,}68.10^{-26}$ Kg , un diamètre atomique d(cm) = $2{,}88.10^{-10}$ m , V = 397 m/s , nous obtenons :

$$\nu_{nn} = 1{,}46.\; 10^{-10}\; n m_{moy}$$

Les collisions ν_{in} et ν_{nn} , ne perturbent pas le plasma ($V_i \simeq V_a << V_e$), elles mettent en jeu très peu d'énergie et les particules continueront à diffuser transversalement.

II-2-2 : Collisions ionisantes ou excitantes :
(chocs Coulombiens {18})

Elles sont du type : électron + neutre → électron + électron + ion {32}.

Les collisions sont moins fréquentes mais beaucoup plus atténuantes

et plus dispersives que les collisions élastiques. Ce sont les plus importantes.

Après une collision, les électrons se partagent au hasard et leur énergie est diminuée de l'énergie d'ionisation.

Le rayons de Larmor des ions est de l'ordre de quelques centimètres ; ils diffuseront donc, transversalement, (le champ magnétique de confinement n'étant plus un obstacle pour eux). En diffusant ils créeront un déséquilibre de charges, des électrons seront donc entraînés par les ions afin de rétablir la conservation de l'équilibre.

Les coefficients de diffusions transverses sont donnés par :

$$D_{i\perp} = \frac{D_{i\,//}}{1+(\omega_{ic}\,t_{in})^2} \quad \text{pour les ions} \quad (2\text{-}4)$$

avec

$$D_{i\,//} = \frac{\lambda_{in}\,V_i}{3}$$

$$\omega_{ic} = \frac{e\,B_o}{m_i}$$

λ_{in} = libre parcours moyen des ions.

et

$$D_{e\perp} = \frac{D_{e\,//}}{1+(\omega_{ee}\,t_{en})^2} \quad \text{pour les électrons, avec} \quad (2\text{-}5)$$

$$D_{e\,//} = \frac{\lambda_{en}\,V_e}{3}$$

$$\omega_{ee} = \frac{e\,B_o}{m_e}$$

λ_{en} = libre parcours moyen des électrons.

On peut alors définir un coefficient de diffusion ambipolaire {4 , 12 , 19} .

$$D_a = \frac{D_{i\perp}\,\mu_i + D_{e\perp}\,\mu_e}{\mu_i\,\mu_e} \qquad (2\text{-}6)$$

où μ_i et μ_e sont respectivement les mobilités des ions et des électrons.

Les électrons en surplus diffusent axialement et vont d'une gaine cathodique à l'autre d'où ils sont refoulés, faisant ainsi un mouvement de va et vient (effet réflex).

II-2-3 : Schéma simplifié du mécanisme de la décharge réflex à l'équilibre :

En résumé : Comme nous venons de le voir, il se forme des gaines anodiques et l'espace inter-anode n'est pas parfaitement équipotentiel dans une décharge réflex (figure 2-2).

Les gaines anodiques contribuent à accélérer les ions servant au bombardement de la cathode (émission électronique) , elles repoussent les électrons dans le plasma. Elles sont le sein du plus grand nombre de collisions ionisantes.

Compte tenu de ces remarques et des différents processus collisionnels que nous avons signalés précédemment, nous avons fait un schéma simpli-

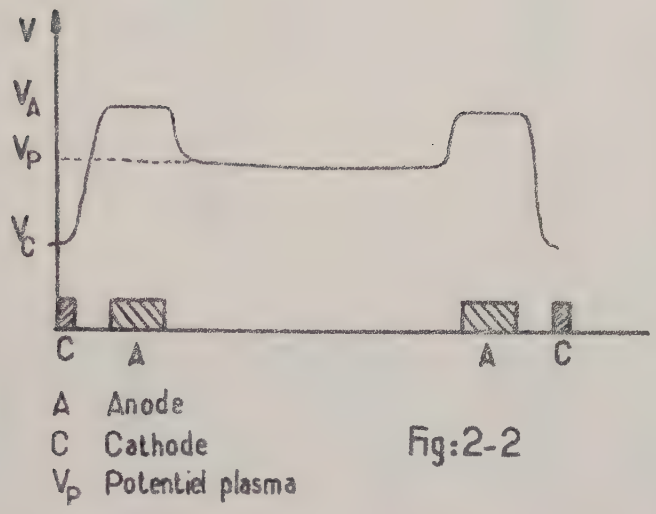


Fig:2-2

fié du mécanisme de la décharge réflex à l'équilibre (figure 2-3).

III. - REALISATION PRATIQUE DE LA CELLULE A PLASMA. -

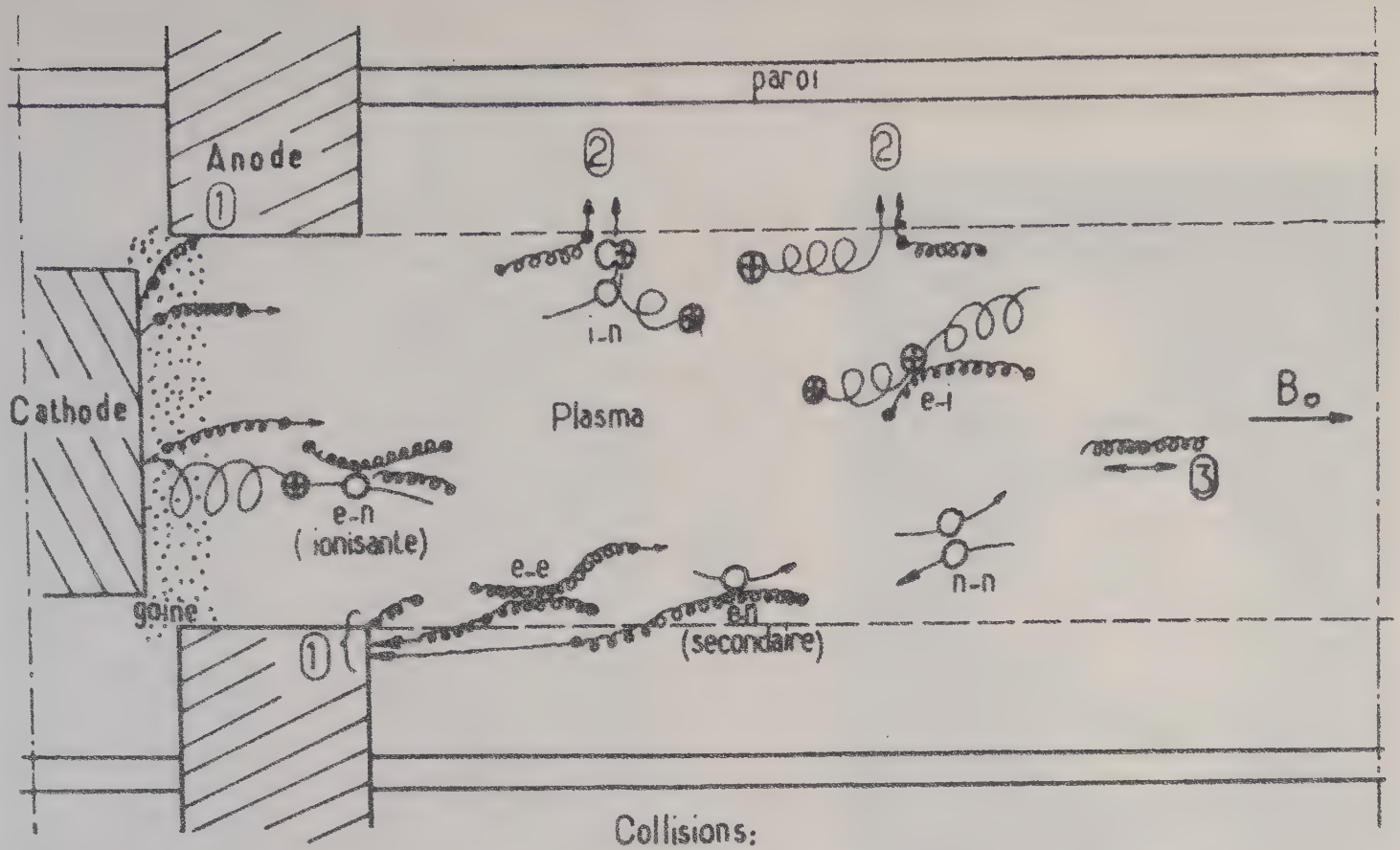
III-1 : La cellule proprement dite (photo 2-1, page 148).

Elle doit permettre une bonne étanchéité au vide et nous avons prévu des hublots fermés par les lentilles du système focalisant. Il ne doit pas y avoir de paroi entre les lentilles et le plasma, celle-ci pouvant erroner les mesures. Il faut par ailleurs prévoir des orifices destinés à recevoir la jauge à vide et les sondes électrostatiques.

Pour toutes ces raisons, nous avons réalisé, au Laboratoire, une cellule en plexiglas d'un grand diamètre intérieur, de manière à éviter que les électrons primaires ne puissent venir frapper la cellule, ce qui serait une cause éventuelle de détérioration et de dégazage.

Pour plus de sécurité, nous avons mis à l'intérieur de la cellule, pour protéger le plexiglas au niveau des anodes (à cet endroit la cellule a un diamètre plus faible (80 mm)) des coupelles amovibles en pyrex (de 55 mm de diamètre intérieur, de 80 mm de long) s'encastrant dans ces anodes, tout en laissant un espace libre pour le sondage par les hyperfréquences.

Les lentilles en plexiglas de 100 mm de diamètre extérieur sont vissées dans l'enceinte. L'étanchéité est assurée par deux joints toriques



① Contribution au courant anodique

② Diffusion transverse

③ Diffusion axiale

B_o Champ magnétique directeur

Collisions:

n-n neutre-neutre

e-e électron-électron

e-i électron-ion

e-n électron-neutre

i-n ion-neutre

• électrons (e)

⊕ ions (X^+)

○ atomes neutres (X)

◉ atomes ionisés (X_2^+)

Fig : 2-3

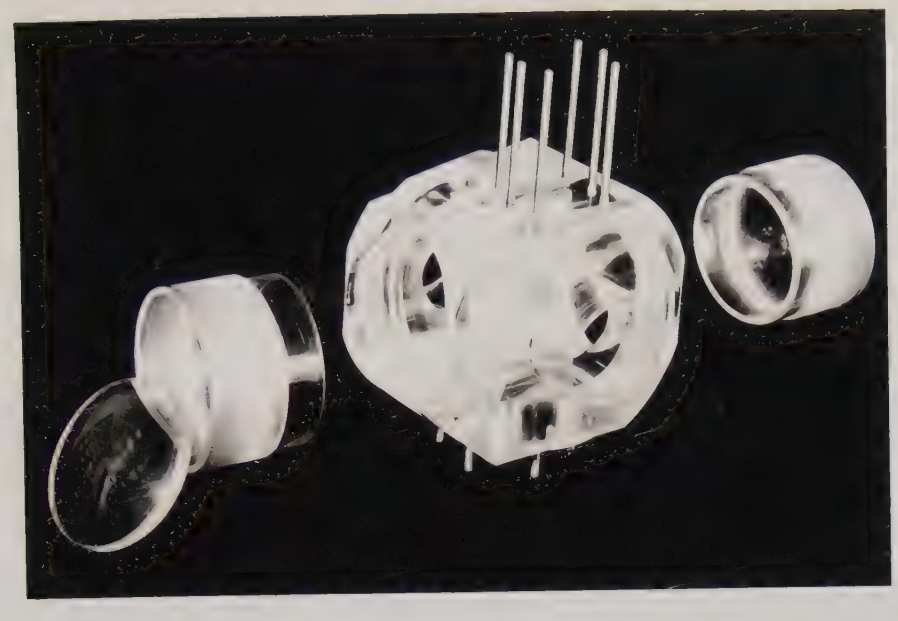


Photo 2-1

sur chaque ensemble de deux lentilles (chapitre I-5).

Dans la partie supérieure de la cellule, deux orifices sont usinés; un premier de forme cylindrique est destiné à recevoir la jauge à vide, quant au second il a une forme allongée afin de permettre le déplacement d'une sonde de Langmuir.

Dans la partie inférieure, nous trouvons l'orifice de pompage de forme tronc-conique dont le petit diamètre (60 mm) se raccorde directement sur le piège à azote liquide du groupe de pompage.

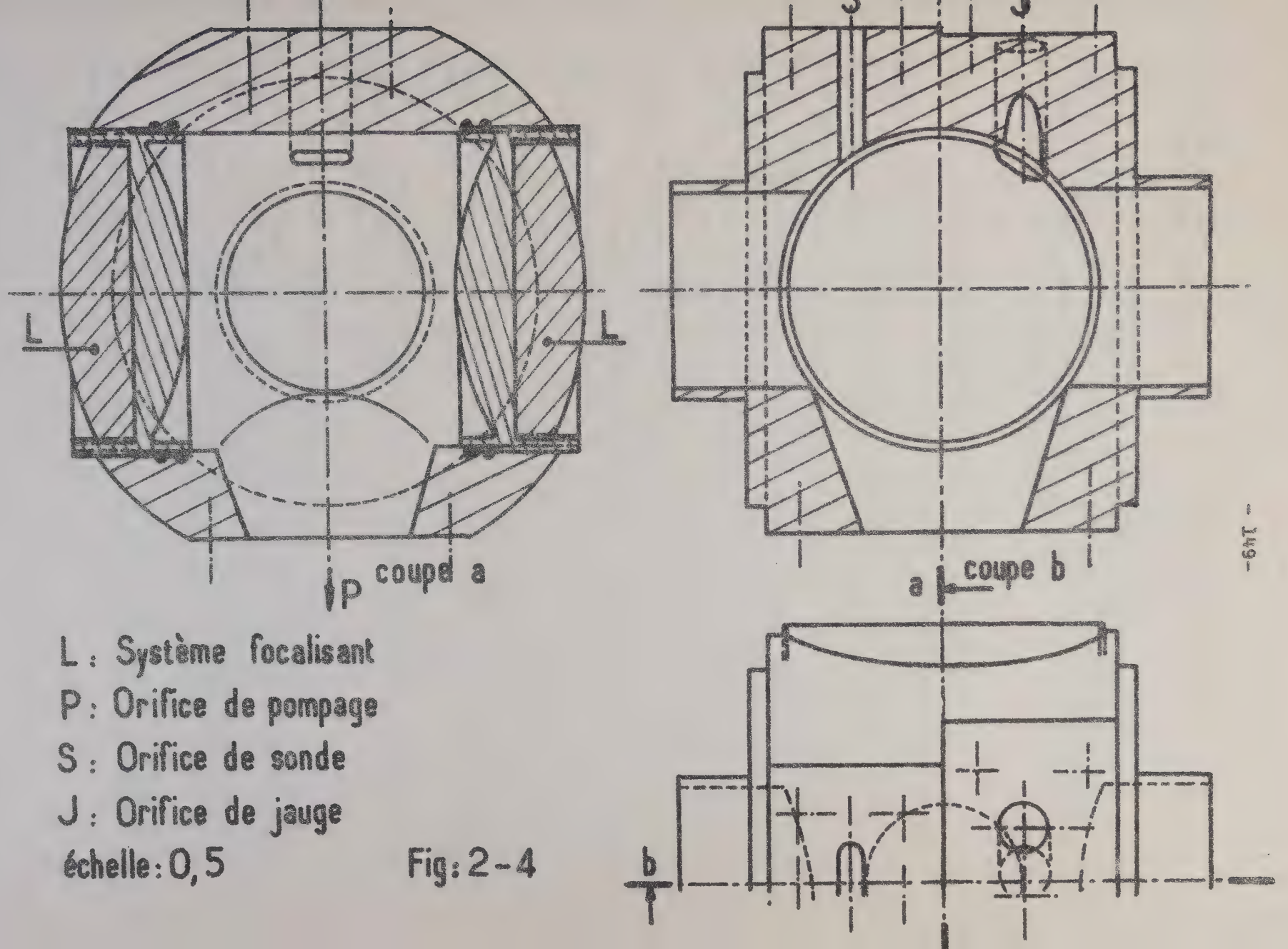
On trouvera un schéma simplifié de la cellule ainsi réalisée figure 2-4.

III-2 : Les anodes :

Au nombre de deux, elles sont constituées d'un porte anode et des anodes proprement dites. Les porte-anodes sont réalisés dans un rondin de duralumin de 160 mm de diamètre.

En leur centre, ils sont percés d'un orifice fileté de 60 mm de diamètre, dans lequel viennent se visser les anodes proprement dites, ce qui permet de les enlever sans être obligé de démonter toute la cellule, et de pouvoir les changer très rapidement.

Les anodes, également en duralumin, sont des transitions circulaire-rectangulaire qui nous permettent, comme nous le verrons plus loin, d'obtenir



L : Système focalisant
P : Orifice de pompage
S : Orifice de sonde
J : Orifice de jauge

échelle : 0,5

Fig : 2-4

un plasma de forme particulière {33} bien adaptée au sondage par les hyperfréquences, avec dispositif focalisant {34}.

Une gorge creusée dans les anodes reçoit les coupelles de protection en pyrex, que nous avons signalées précédemment.

Dans les porte-anodes, est usiné, à même la masse, un système de refroidissement par circulation d'eau. Des dispositifs à bagues et à joints toriques {35, 36} permettent leur raccordement avec les autres parties de la cellule, tout en assurant l'étanchéité.

III-3 : Les cathodes :

Après de très nombreux essais avec notamment :

- des cathodes à oxyde et à chauffage indirect (détruites en quelques minutes),
- des cathodes froides en duralumin, creuses et de formes variées (émission électronique insuffisante et instabilité de la décharge),

nous avons finalement adopté des cathodes creuses {37} tubulaires. Elles sont fabriquées à partir d'un tube de tantale, (qui avait été utilisé avec profit au Laboratoire de M. DELCROIX {38}) de 20 mm de diamètre, 70 mm de long pour 2/10 de mm d'épaisseur. Ces tubes sont ensuite aplatis à une extrémité, formant ainsi une transition circulaire-rectangulaire dont les côtés du rectangle, aux extrémités arrondies, ont pour dimensions 5×28 mm.

L'arrivée du gaz se fait au fond d'une seule cathode, ce qui donne de meilleurs résultats, au point de vue stabilité et amorçage de l'avalanche par comparaison à un système symétrique.

De nombreuses ailettes extérieures et un dispositif de ventilation assurent le refroidissement de cette partie du montage (la température sans celà pouvant atteindre quelques centaines de degrés).

Les cathodes sont isolées des pièces anodiques par des coupelles en corindon, recouvertes extérieurement d'une couche d'araldite de forte épaisseur et enduites de gomme laque. On a obtenu avec ce dispositif une très bonne tenue, tant du point de vue vide que du point de vue température. Des joints toriques assurent l'étanchéité au niveau des différents assemblages.

Les cathodes ainsi conçues, portées au rouge par bombardement ionique, permettent d'obtenir de très fortes densités électroniques {38} dans des volumes assez importants.

III-4 : La sonde de Langmuir :

La sonde est constituée par un fil de tungstène de 3/10 mm de diamètre, centré dans un tube de laiton (relié à la masse comme les anodes) duquel elle est isolée électriquement. Un tube de silice fondue, l'isole par ailleurs du plasma ne laissant apparaître qu'une longueur utile de 4 mm. La tige de laiton peut coulisser dans un ensemble de bagues et de joints toriques.

Nous pouvons ainsi déplacer la sonde suivant une translation. Un mouvement de rotation est également réalisable par l'intermédiaire d'une rotule et d'un joint torique {35}.

Ce dispositif permet donc d'explorer une section de plasma, tout en assurant une excellente étanchéité.

III-5 : Ensemble de la cellule :

Le tube à plasma est donc constitué :

1°) d'une cellule en plexiglas ,
2°) de deux anodes identiques,
3°) de deux cathodes identiques,
4°) d'une arrivée de gaz dissymétrique, contrôlée par un robinet à aiguille,
5°) d'une sonde de Langmuir,
6°) d'une jauge à vide du type Pirani (TPF2).

Cet ensemble est schématisé figure 2-5 et représenté sur la photo 2-2 qui représente l'ensemble monté et fixé sur le piège à azote du groupe de pompage.

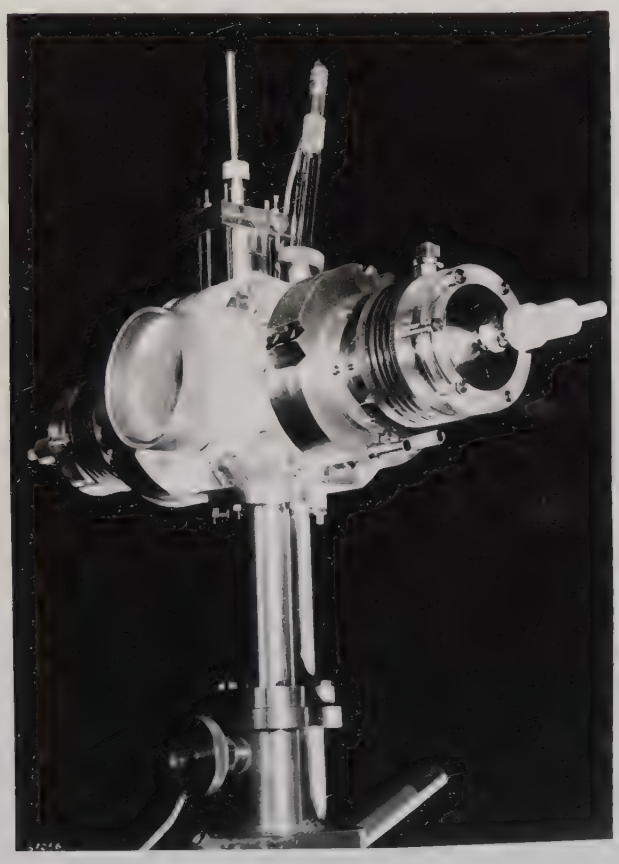


Photo 2-2

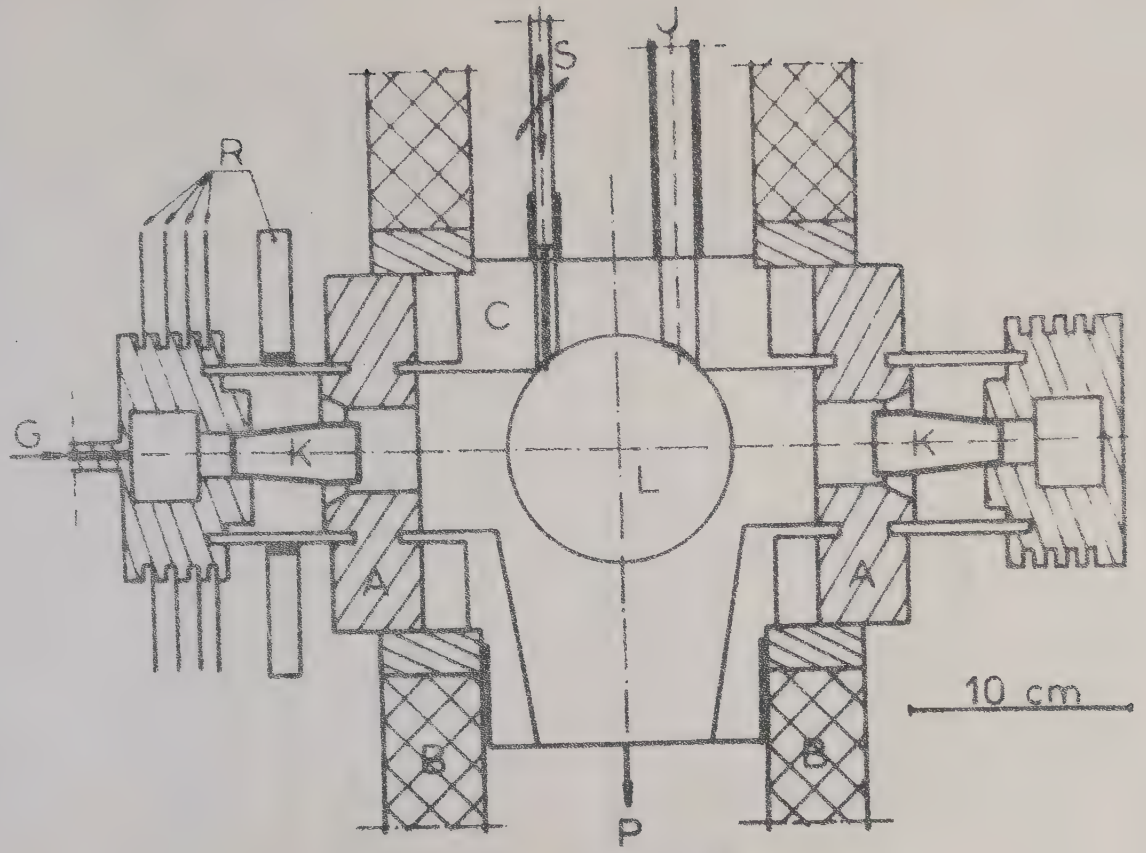


FIG: 2-5

A : Anodes
B : Bobines de confinement
C : Cellule
G : Arrivée de gaz
J : Jauge à vide
K : Cathodes
L : Lentilles hyperfréquence
P : Pompe à vide
S : Sonde de Langmuir

IV. - CHAMP MAGNETIQUE DE CONFINEMENT . -

IV-1 : Calcul des bobines :

IV-1-1 : Conditions à remplir :

Nous devions, à partir d'une alimentation régulée Philips (R.B. 1140/01) délivrant au maximum 80 A sous 60 V, réaliser des bobines donnant un champ magnétique suffisamment homogène (1 %) dans un volume relativement important. La distance entre les bobines doit être supérieure à 12 cm pour permettre le sondage par les hyperfréquences.

D'autre part, le creux des bobines doit être suffisamment grand pour pouvoir y placer la cellule à plasma décrite précédemment.

IV-1-2 : Calcul des paramètres des bobines :

Nous savons que l'intensité du champ magnétique donné par une bobine, dépend surtout des spires les plus intérieures alors que l'homogénéité est surtout due aux spires extérieures. Pour obtenir une bonne homogénéite, on doit placer deux bobines en position de Helmholtz {40},{41} , la section des bobines doit être un carré, le tore ayant un grand diamètre {42}.

Le champ magnétique sur l'axe d'une bobine plate est donné par la relation {42}:

$$B_{gauss} = \frac{2\pi\ i\ n_1 n_2}{10}\left[(x+b)\ \mathrm{Log}\ \frac{a''+\sqrt{a''^2+(x+b)^2}}{a'+\sqrt{a'^2+(x+b)^2}} - (x-b)\ \mathrm{Log}\ \frac{a''+\sqrt{a''^2+(x-b)^2}}{a'+\sqrt{a'^2+(x-b)^2}}\right] \qquad (2\text{-}7)$$

que nous pouvons écrire :

$$B = \frac{2\pi\ i\ n_1 n_2}{10}\ 2{,}3\ F(x) \qquad (2\text{-}8)$$

où i est le courant en ampère , n_1 et n_2 le nombre de spires par unité de longueur suivant le rayon et l'épaisseur de la bobine.

Les paramètres entrant dans le terme F(x) sont définis sur la figure 2-6 , page 154) .

F(x) définit la distribution du champ magnétique suivant l'axe des bobines.

Le champ magnétique donné par un ensemble de deux bobines identiques, distantes de d (distance entre axes) est à une constante près, (dépendant de la réalisation et de l'alimentation des bobines) défini par la relation :

$$F = F_1(x) + F_2\ (d-x) \qquad (2\text{-}9)$$

pour un point de l'axe situé à une distance x du centre d'une bobine.

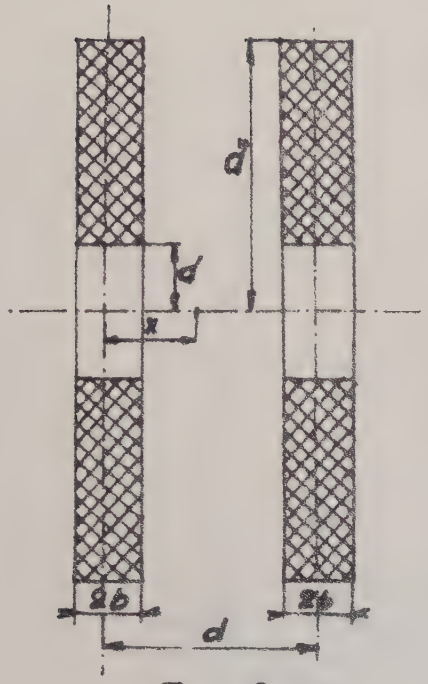


Fig : 2-6

Après avoir fait les calculs pour différentes valeurs des paramètres a'', a', b et d compatibles avec nos exigences, nous avons pris :

$a'' = 50$ cm

$a' = 10$ cm

$b = 2$ cm

$d = 20$ cm

qui donnent une homogénéité théorique de 2,5 % sur une distance de 15 cm prise sur l'axe du système (figure 2-7)

IV-1-3 : Choix du conducteur :

Afin d'obtenir un rendement maximum, nous avons pris comme base de calcul :

$$R_{(70°C)} = \frac{60}{80} = 0{,}75\ \Omega$$

(V = 60 V , I = 80 A , caractéristiques maximum de l'alimentation).

Pour une température de fonctionnement de 70° ; la résistance du bobinage est à la température ambiante (20°) :

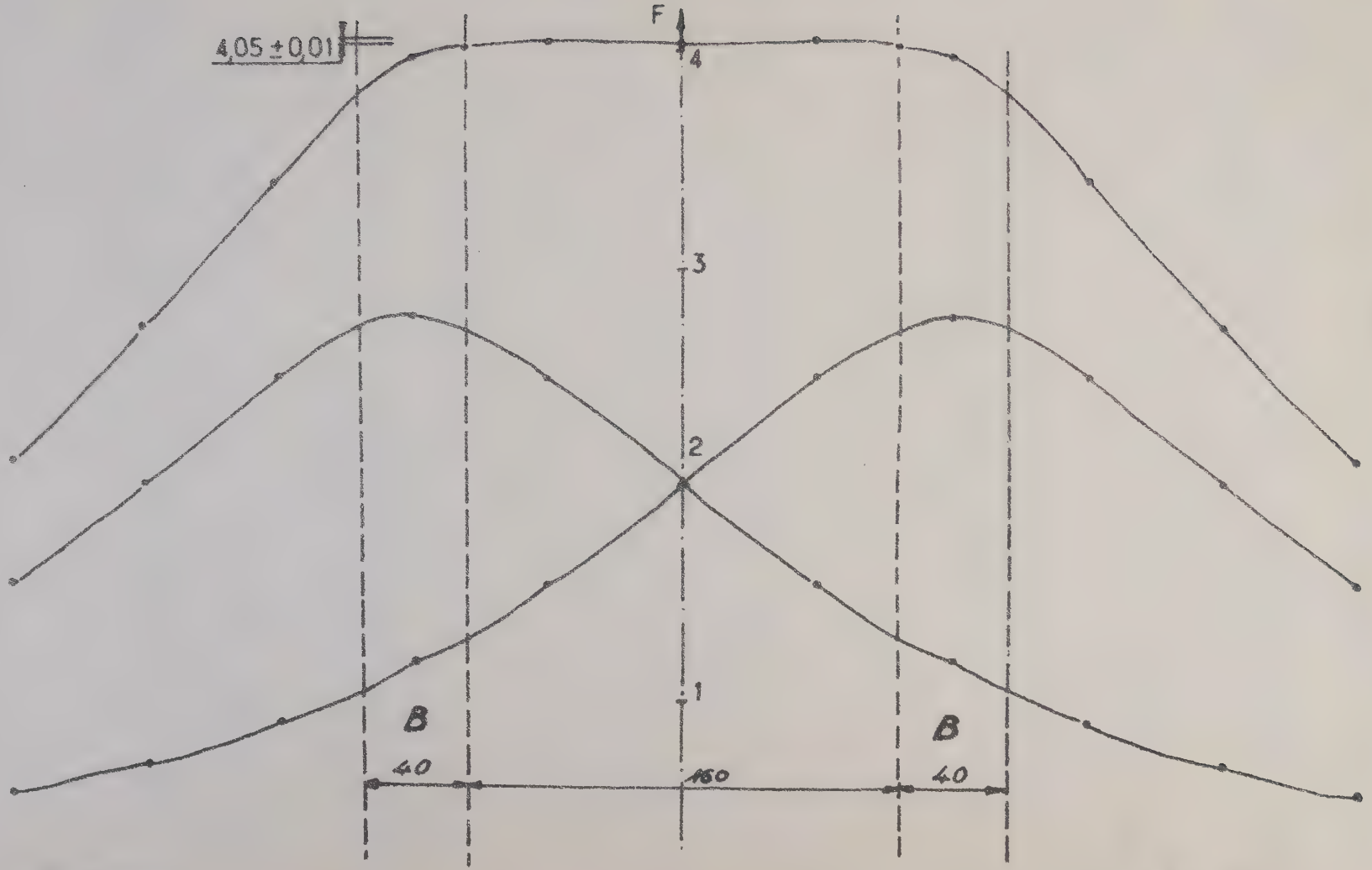
$$R_{(20)} = R_{(70)} \frac{1}{1 + \alpha t}$$

$$R_{(20)} = R_{(70)} \frac{245{,}5}{304{,}5} \simeq 0{,}63\ \Omega$$

Par ailleurs, les conditions de sécurité limitent la densité de courant à 3 A/mm^2 . Il faudra alors utiliser un conducteur possédant une section supérieure à 26 mm^2 si les bobines sont montées en série et 26 mm^2/p si le montage est fait avec p bobines en parallèle .

Dans ces conditions nous voyons qu'il est intéressant d'utiliser des conducteurs méplats, plutôt que des conducteurs cylindriques de fort diamètre qui donneraient un mauvais coefficient de foisonnement.

Il fallait de plus, que la largeur du méplat soit un sous multiple de 2b = 4 cm afin de conserver les valeurs des paramètres calculées précédemment.



B: Bobinas

Fig: 2-7

Compte tenu de ces diverses condidérations et de quelques calculs préliminaires, nous avons porté notre choix sur un méplat de 20 mm de large qui se fabrique suivant 3 épaisseurs (e) : 1,8 ; 2 et 2,24 mm (pour les méplats émaillés).

Compte tenu que nous devons prévoir é = 0,5 mm d'isolement entre chaque spire(émail + fibre de verre imprégnée de résine polyester) la longueur d'un bobinage est :

$$L_1 = \pi D_{moy} \quad N_1 = \pi (a''+a') N_1$$

où N_1 nombre total de spires par bobinage est donné par $N_1 = \frac{a''-a'}{E}$ (E=e+é)

donc $L_1 = \frac{a''^2-a'^2}{E}$.

Le calcul fait sur les trois dimensions commerciales e = 1,8 ; 2 et 2,25 mm nous a conduit à adopter la dimension (20 × 1,8) mm. Dans ces conditions la longueur du conducteur pour une bobine est :

$$L_1 = \frac{0,75398}{23.10^{-4}} = 327,8 \text{ m}$$

correspondant à un nombre de spires :

$$N_1 = \frac{327,8}{\pi(a''+a')} = 173,5 \text{ spires}$$

qui, tenant compte des caractéristiques données par le constructeur :

$\rho = 0,017241\ \Omega\ mm^2/m$ (pour le cuivre recuit) et $s = 35,5\ mm^2$, donne une résistance $R_1 = 0,017241 \quad \frac{327,8}{35,5} = 0,16\ \Omega$ par bobinage.

En prenant alors 4 enroulements (2 par bobines) montés en série,, la résistance totale de l'ensemble sera : R = 0,64 Ω, valeur compatible avec la valeur désirée, de plus la section de ce méplat (35,5 mm^2) obéit bien aux conditions de sécurité.

Dans ces conditions la relation (2-8) donne un champ magnétique au centre $B_o \simeq 1080$ Gauss pour un courant de 80 A.

IV-2 : Réalisation des bobines :

Les bobines ont été réalisées à Bordeaux par la S.E.C.E.M.. Après avoir fait des bobinages individuels en forme de galette, en isolant chaque spire par de la fibre de verre, deux bobines sont montées en série et placées dans un moule dans lequel on coule sous pression, de la résine polyester. Celle-ci solidifiée, il suffit alors de démouler pour obtenir les bobines définitives.

Ces bobines(210 kg) sont placées dans des supports. Ceux-ci sont au nombre de deux. L'un,solidaire d'une table de duralumin, possède quatre excentriques en laiton sur lesquels reposera une bobine. En réglant ces excentriques, on peut déplacer la bobine dans le plan de son support. Dans l'autre support, la seconde bobine repose sur 4 butées fixes. Ce support peut se déplacer facilement grâce à 4 roulements à billes, fixés à la semelle, et se déplaçant dans deux glissières.

Les bobines définitives ont, compte tenu de l'épaisseur des flasques en résine polyester, une épaisseur de 5 à 6 cm pour 4 cm de bobinage, et possèdent un diamètre de 1,05 m pour 16 cm de creux . Le refroidissement est assuré par trois ventilateurs placés à 120° les uns des autres.

IV-3 : Champ magnétique donné par les bobines :

IV-3-1 : Topographie du champ magnétique :

Cette topographie a été réalisée à l'aide d'un fluxmètre NORMA.

La sonde de mesure fixée sur une crémaillère en laiton peut être déplacée et décrit , à volonté, un des plans diamétraux du creux des bobines.

Ainsi, nous avons fait une étude systématique de la topographie du champ magnétique en fonction de la distance d entre les bobines.

Pour une distance d ≃ 17 cm, libérant un intervalle de 12 cm entre les bobines, nous avons obtenu une homogénéité suffisante, pour son utilisation comme champ directeur de la décharge réflex . La topographie obtenue dans ces conditions est représentée figure 2-8 .

IV-3-2 : Champ magnétique au centre du dispositif :

Nous avons fait cette mesure pour la position définitive : d ≃ 17 cm correspondant à la distribution du champ magnétique la plus favorable.

La bobine de sondage, connectée au fluxmètre NORMA est alors fixée sur l'axe du champ magnétique, à égale distance des deux bobines de champ magnétique.

Afin de pouvoir diminuer l'intensité passant dans les bobines, nous avons mis en série avec celles-ci un dispositif de six rhéostats montés en parallèle, dont le mouvement est rendu solidaire par un système de chaîne et pignons.

Le champ magnétique au centre, obtenu dans ces conditions, est représenté figure 2-9.

Il est à noter, que les résultats théoriques et effectifs, sont en parfait accord, aussi bien du point de vue homogénéité que du point de vue intensité du champ magnétique.

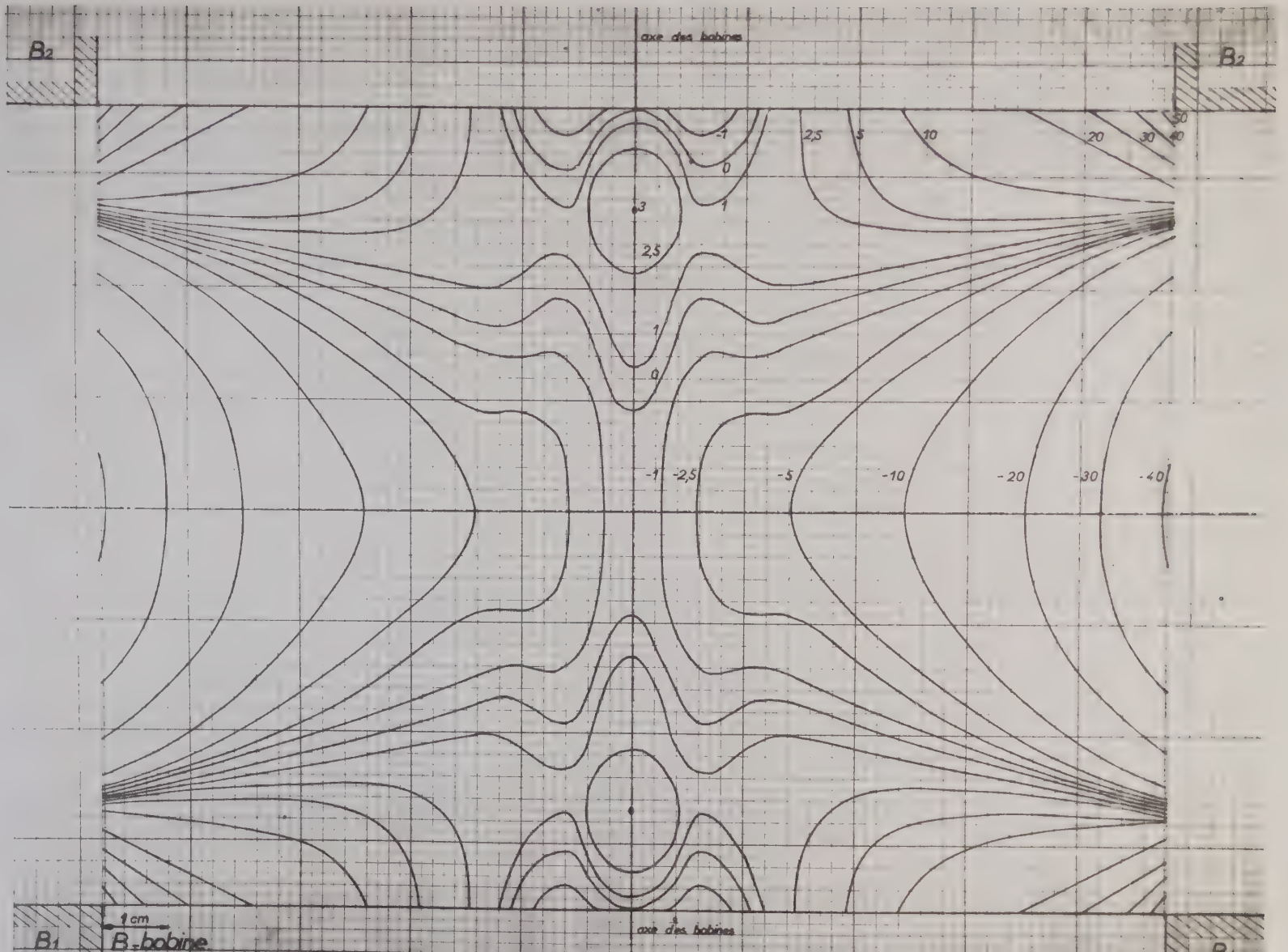
Nous devons attribuer cet accord au fait que nous avons utilisé des conducteurs méplats favorisant un bon coefficient de foisonnement.

V. - UNITE DE POMPAGE. -

Du type 820, ce groupe BEAUDOUIN est constitué par une pompe primaire à palettes (482) d'un débit de 3,5 m^3 par heure, avec dispositif anti-retour. A ce groupe est associée une pompe secondaire à diffusion de vapeur d'huile 60ℓ/s (PDO 60/V) et à refroidissement par eau.

Cette unité de pompage, permettant d'obtenir des vides élevés est complétée par différents robinets et par une sécurité d'eau.

Un tube à décharge, branché en dérivation sur la pompe à palettes, contrôle le vide primaire, alors qu'une jauge électromagnétique du type Penning montée en aval de la pompe secondaire donne un ordre de grandeur de la pression à l'entrée du groupe de pompage pour des pressions comprises entre 10^{-2} et 10^{-6} torr .



Topographie du champ magnétique des bobines d'Helmholtz en valeurs relatives pour 1000.

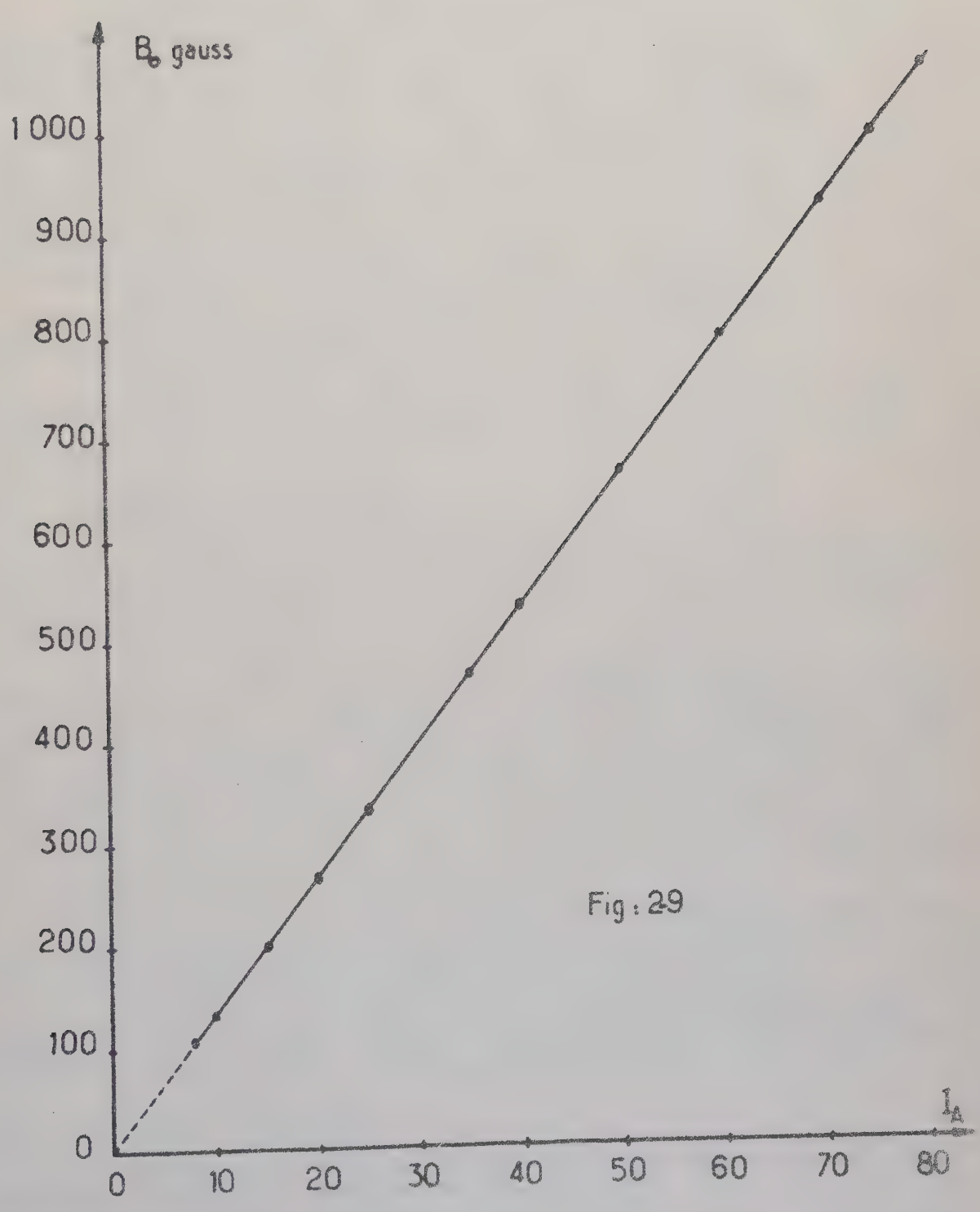

B_o gauss
1 000
900
800
700
600
500
400
300
200
100
0
0
10
20
30
40
50
60
70
80
I_A

Fig : 29

La pression dans l'enceinte est mesurée par une jauge Pirani (TPF 2) que nous avons au préalable réétalonnée dans un bâti à vide de la Faculté. Celle-ci est associée à une alimentation entièrement transistorisée A M P 5 et permet la mesure des pressions entre 50 et 10^{-4} torr .

Le raccord entre ce groupe de pompage et la cellule à plasma est assuré par un piège à condensation à azote liquide, réalisé au Laboratoire, qui permet de fixer les vapeurs en provenance de l'enceinte et de la pompe , d'augmenter la vitesse d'évacuation et d'améliorer le vide limite.

L'unité de pompage située juste en dessous de la cellule à plasma, grâce à un orifice pratiqué dans la table support des bobines de champ magnétique, a un rendement maximum. Pour augmenter ce rendement les canalisations n'ont aucun étranglement, ce qui favorise l'écoulement ; la pompe est en acier inoxydable et les raccords, pièges, etc... sont en duralumin. Pour ces matériaux les flux gazeux de dégazage sont relativement faibles, et respectivement égaux à 4.10^{-8} et 8.10^{-8} Torr ℓs^{-1} cm^2.

Néanmoins, le temps de pompage pour le dégazage devra être relativement long, la cellule de plexiglas possédant un flux gazeux de dégazage de l'ordre de 10^{-6} Torr $\ell . s^{-1}$ cm^2.

L'ensemble ainsi réalisé est représenté sur la photo 2-3. Nous pouvons notamment y observer les bobines de champ magnétique, une extrémité de la cellule à plasma située dans le creux des bobines et l'unité de pompage.

VI. - ALIMENTATION DE LA DECHARGE. -

L'alimentation de base qui nous a guidés dans cette réalisation,est destinée en général pour les postes de soudure à l'arc. Cette alimentation particulièrement robuste et d'un prix de revient intéressant nous a donné entière satisfaction. Elle est constituée par (figure 2-10):

- un transformateur triphasé à shunt magnétique variable, à la sortie duquel nous avons construit un pont de Graetz constitué par 48 diodes D.C.V.15 possédant une tension inverse de 1500 volts et permettant un débit de 3 A avec une intensité inverse de l'ordre de 10 µA. Ces diodes sont protégées par des circuits R.C. Les résistances montées en parallèle sur les diodes doivent être inférieures à la résistance inverse des diodes (150 MΩ) et nous avons utilisé des résistances de 1,5 MΩ. Quant aux condensateurs mis en parallèle, leur capacité doit obéir à $C_{\mu F} \simeq 10\ I_{Max}/V$, nous avons utilisé des condensateurs de 33 nF.

Cet ensemble a un taux d'ondulation de 4 % ; afin de l'améliorer, nous avons disposé à la sortie du pont une cellule de filtrage L.C en π dont les caractéristiques sont données figure 2-10 .

Cette alimentation complétée par de nombreux rhéostats (1 KΩ) peut fonctionner en court-circuit, autorisant alors des débits de 8 A et permettant l'obtention des tensions supérieures à 1500 V - tension suffisante pour amorcer l'avalanche électronique du plasma-.

VII. - DISPOSITIF DEFINITIF. -

Le dispositif définitif devant nous permettre de faire un diagnostic des plasmas est représenté sur la photo 2-4.

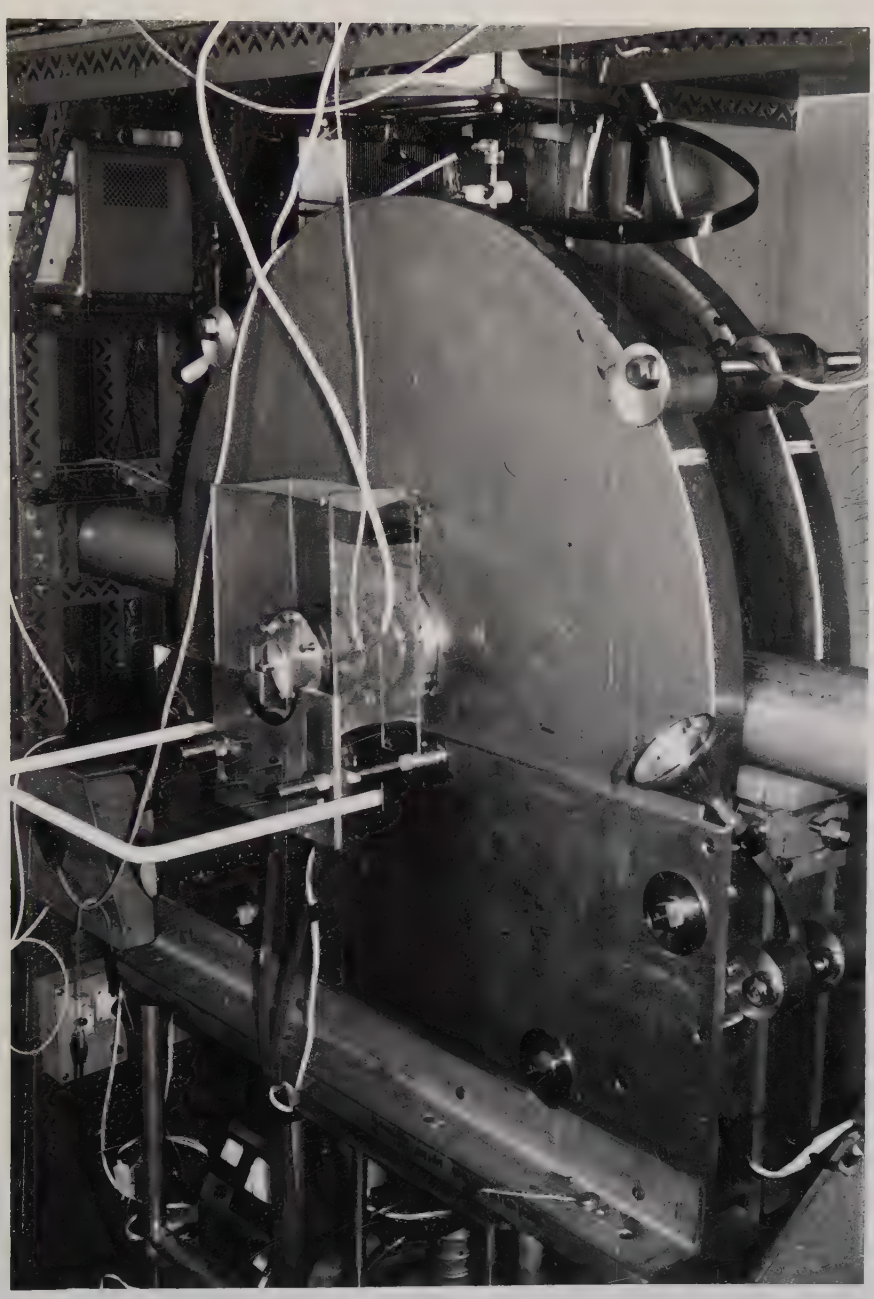


Photo 2-3

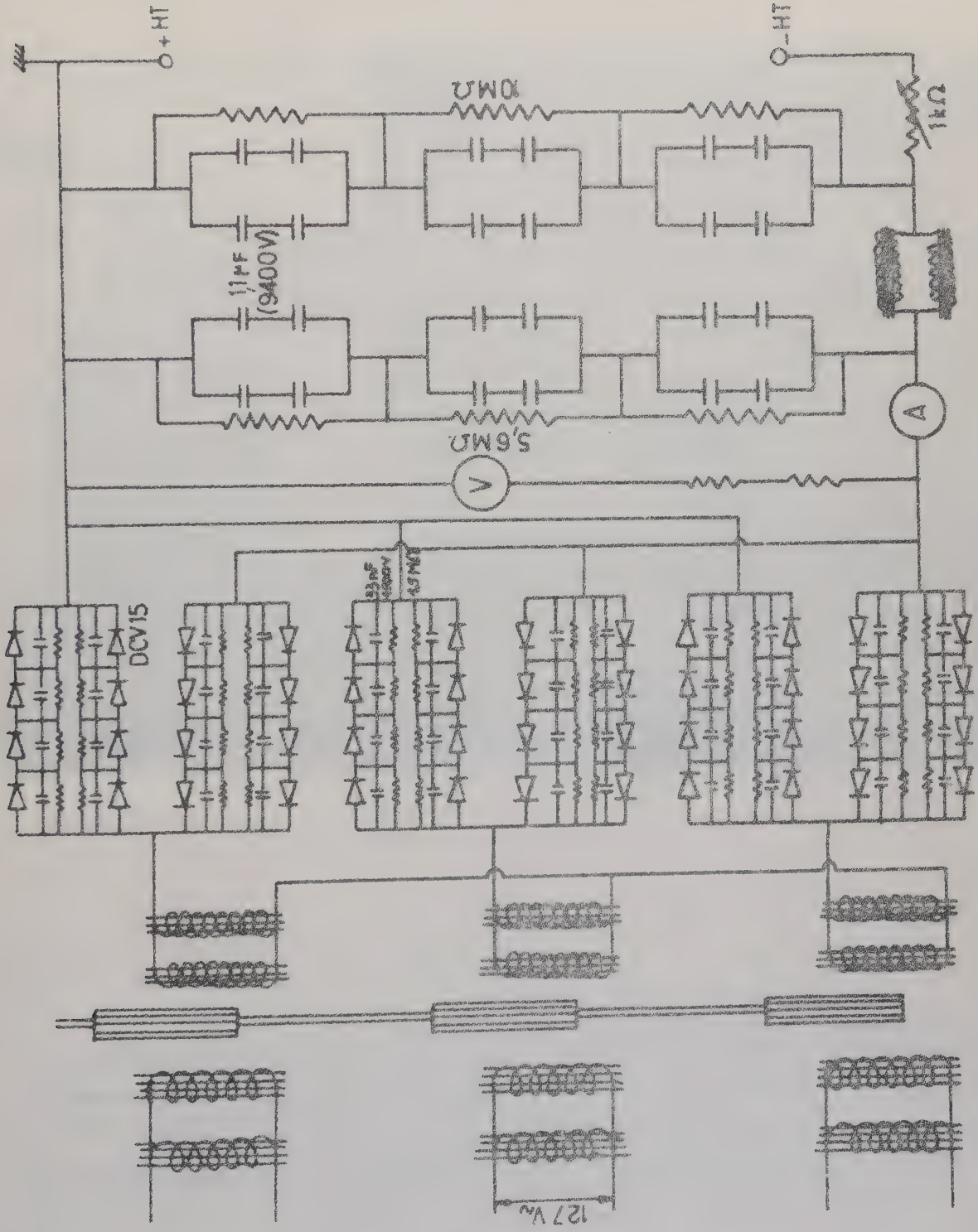


Fig: 2-10

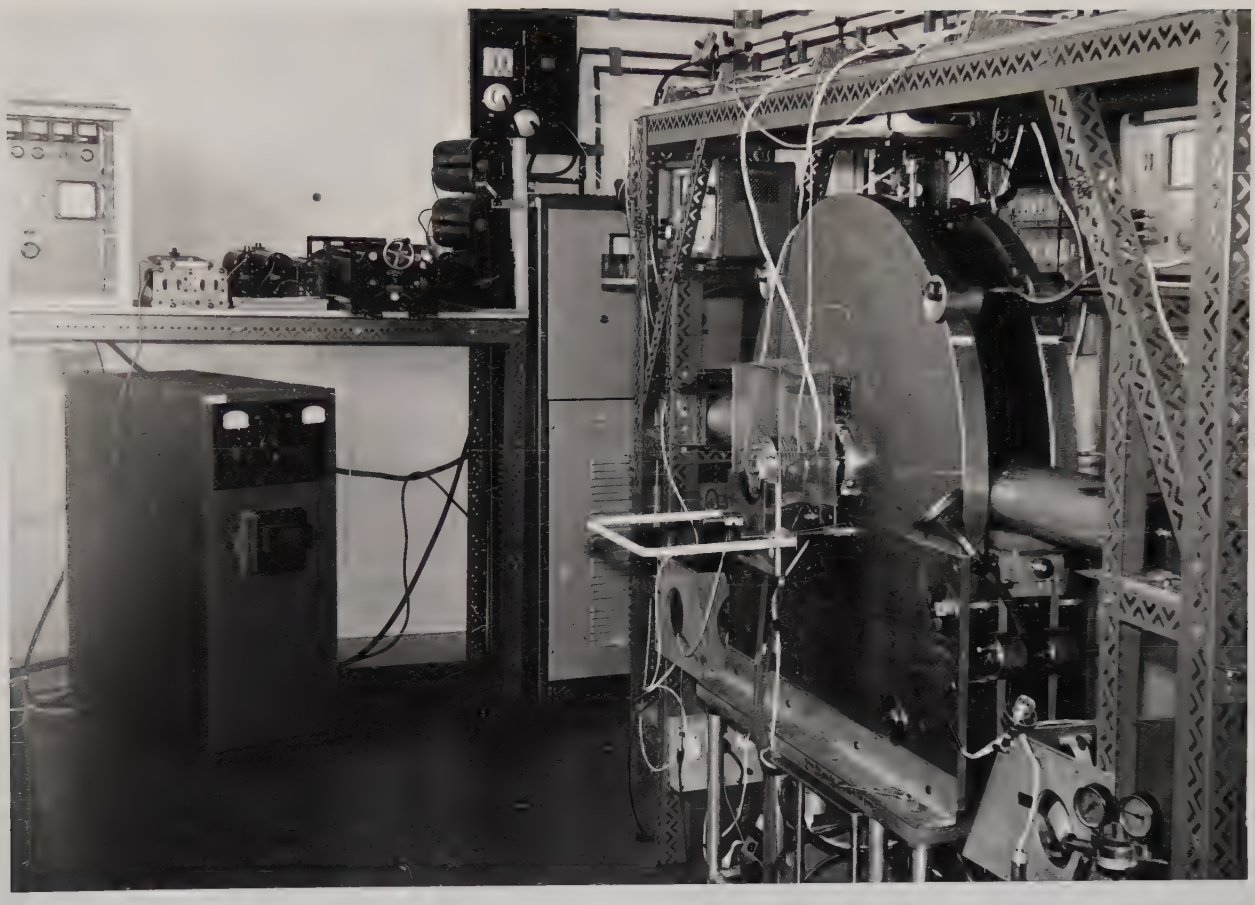


Photo 2-4

Sur cette photo, nous pouvons voir notamment la disposition interférométrique et les diaphragmes bloqués entre les deux bobines de confinement. Ce dispositif nous permettra de faire un sondage transversal du plasma, dans d'excellentes conditions.

Ces photos montrent également le soin que nous avons apporté à la fixation et à l'alignement des éléments hyperfréquences rendus solidaires d'un bâti massif scellé dans le mur et réalisé en cornières.

- REFERENCES -

{1} . - Cl. MARZAT , A. BOTTREAU, Onde électrique, 1965 N° 457 , 4 p. 485.
{2} . - A. BOTTREAU, Cl. MARZAT , Soc. Sc. Phys. et Nat. de Bordeaux, Séance du 14 janvirer 1965.
{3} . - D. PIGANEAU, Thèse 3ème cycle, Bordeaux, 1968.
{4} . - R. PAPOULAR, Phénomène électrique dans les gaz , Dunod, 1963.
{5} . - A. Von ENGEL, Ionized gases, Clarendon Press, 1965.
{6} . - F.F. CHEN, Plasmas physics - summer Institute - Princeton University, 1964 p. 63.
{7} . - W. KNAUER, J. Appli. Phys. 33 , 6 , Juin 1962, p. 2093.
{8} . - J. BACKUS, Characteristics of electrical discharges in magnetic Field (chapitre 11) Mc Graw Hill, 1949.
{9} . - N. MIYAGAWA, Sci. Popers I.P.C.R. 54 n° 1 , 1960 p. 6.
{10} . - E.S. CHAMBERS, Rapport U.C.R.L. n° 4830 Février 1957.
{11} . - D.W. MAHAFFEY, Phys. Rev, 129 , 4, Février 1963.
{12} . - M.Cl. TROUILLOUX, Rapport Techn. L.P.E. , 643, Orsay, 1964.
{13} . - F.F.CHEN, Phys. Rev. Letters, 8, 6 , Mars 1962 p. 234.
{14} . - C.M.F. BRACHET, P.L. WASSER, 5° C.I.P.I.G. Munich, 1961 p. 1370.
{15} . - C.B. WARTON, Rapport L.E. 267, Octobre 1958.
{16} . - R. GELLER, J. HOSEA, Appli. phys. Letters, 2, 11 , Juin 1963.
{17} . - R. GELLER, Appli. Phys. Letters, 2, 11, Mai 1963.
{18} . - R. GELLER, D. PIGACHE, 5° C.I.P.I.G. , Munich 1961 p. 1111.
{19} . - T. CONSOLI, R. GELLER, R. LE GARDEUR, 5° C.I.P.I.G. , Munich, 1961 p. 1119.
{20} . - D. PIGACHE , R. GELLER , J. Nucl. Energy, Part C - 4 , 1962 p. 229.
{21} . - M. GREGOIRE, Thèse de doctorat ès-sciences physiques, Paris 1965.
{22} . - W. KNAUER, A. FAFARMAN, R.L. POESCHEL, Appli. Phys. Letters, 3 , 7, Oct. 1963.
{23} . - F. Van NIEUWENHUYZE, Rapport P.M.I n° 270, Ecole Polytechnique Paris 1965.
{24} . - F. Van NIEUWENHUYZE, Rapport n° 246, Ecole Polytechnique, Paris 1964.
{25} . - E. CANOBBIO, R. CROCI, 6° C.I.P.I.G. tome III - VII-2, Paris 1963 p. 269.
{26} . - G. BRIFFOD, M. GREGOIRE, S. GRUBER, J. of Nucl. Energy - part C - 6, 1964 p. 329.
{27} . - G. BRIFFOD, M. GREGOIRE, Rapport C.E.A. N° PAIGn/RT n° 292 , 1964.
{28} . - F.M PENNING, Physica, 4, 2, Février 1937.
{29} . - J.L. DELCROIX, Physique des plasmas, tome I, Dunod, 1963.
{30} . - X. DURAND-VIEL, Rapport P-72 , 271 , D 18, Ecole Polytechnique Paris 1965.
{31} . - L. SPITZER, Physique des gaz complétement ionisés, Dunod 1959.
{32} . - J.L. DELCROIX, Physique des plasmas, Tome II, Donod 1966.
{33} . - A. BOTTREAU, Cl. MARZAT, C.R. Ac. Sci. 266, B, 1968 p. 703.
{34} . - A. BOTTREAU, Cl. MARZAT, C.R. Ac. Sci. 266, B, 1968 p. 1419.
{35} . - A.L. REIMANN, Technique du vide, Dunod, 1956.
{36} . - J. SURRUGUE , Techniques générales du Laboratoire de physique, tome I - C.N.R.S. , 1947.

{37} . - L.M. LIDSKY,S.D. ROTHLEDER,D.J. ROSE,S. YOSHIKAWA, C. MICHELSON, J. MACKIN (Jr) , J. Appl. Phys. 33 ,1962 .
{38} . - H. MINOO, A.R. TRINDADE, J. Phys. 29 , 4, 1968 p.63 - 83.
{39} . - H. DOUCET, J. Phys. 28, 1967 p. 765.
{40} . - A. CHARRU, J. Phys. Rad; 1956 , 17, p. 56 S.
{41} . - A. CHARRU, Thèse doctorat ès sciences physiques, Bordeaux 1958.
{42} . - P. GRIVET, Résonance paramagnétique nucléaire, C.N.R.S. 1955, p.202.
{43} . - E. MASCART, J. JOUBERT, Electricité et magnétisme, tome II, Masson 1886 p. 90.

-:-:-:-:-:-

CHAPITRE II-3

RESULTATS EXPERIMENTAUX OBTENUS SUR UN PLASMA D'ARGON

I. - MESURES PRELIMINAIRES. -

I-1 : Etalonnage de la jauge à vide :

Le réglage des jauges Pirani (TPF2) dans le domaine du vide secondaire, demande un vide poussé et un contrôle par rapport à d'autres jauges dont on connait l'étalonnage. Nous avons fait le réglage de l'alimentation (A.M.P.5) et de la jauge nous servant aux mesures, après dégazage de celle-ci, dans un bâti à vide de la Faculté, sur lequel était installé une jauge étalonnée.

La courbe d'étalonnage que nous avons obtenue (figure 3-1) se distingue de la courbe donnée par le constructeur pour des pressions supérieures à 10^{-3} Torr, donc dans notre zone de travail. Ceci montre la nécessité d'un réétalonnage dans les conditions d'utilisation.

Par ailleurs, nous nous sommes aperçus de la nécessité d'entourer la jauge par un corps noir, de manière à ce que le rayonnement lumineux émis par le plasma, ne puisse pas erroner les mesures de pression.

I-2 : Mesures de sonde {1, 2, 3, 4}:

Afin de contrôler la distribution électronique (donc la permittivité dans le plasma), nous avons été amenés à faire des mesures de sonde. La sonde utilisée est d'un maniement simple et d'une réalisation immédiate. Elle nous permet d'obtenir rapidement les profils de densités électroniques; c'est en fonction de ces résultats que nous avons pu modifier la forme des électrodes afin d'adapter le plasma aux mesures par interférométrie.

La sonde, montée sur une rotule étanche (chapitre précédent) peut explorer toute une section du plasma.

Les mesures de sonde , même en présence d'un champ magnétique modéré {1}, sont valables en valeurs relatives à la condition de travailler dans la branche ionique de la caractéristique de sonde et à la condition que le rapport longueur/diamètre de la sonde soit grand. Dans notre cas, nous avons pris une longueur de 4 mm pour un diamètre de 3/10 de mm ce qui donne un rapport de l'ordre de 13.

Dans ces conditions {1, 2} le courant ionique est donné par la relation de Langmuir :

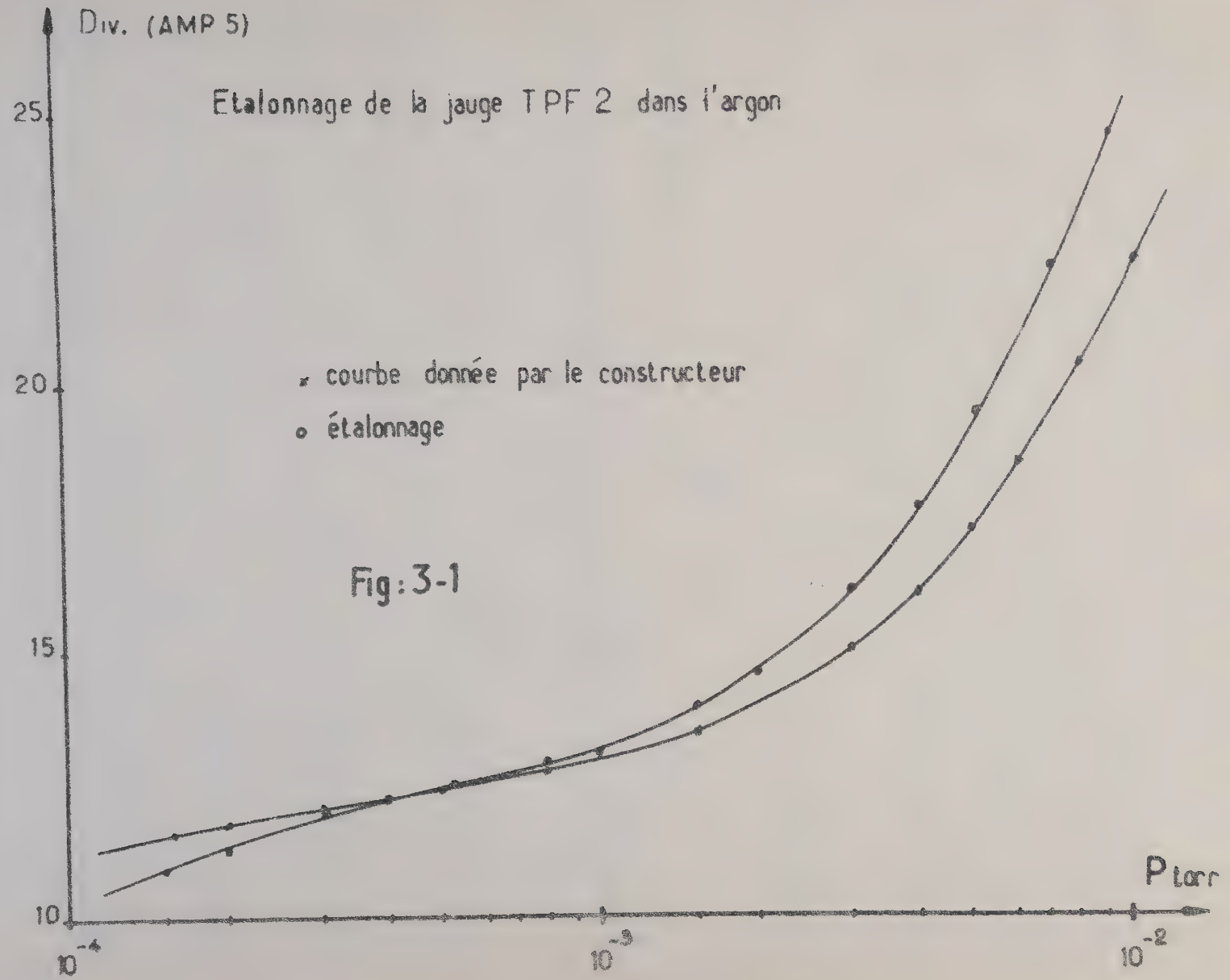

Div. (AMP 5)
Etalonnage de la jauge TPF 2 dans l'argon
25
20
15
10
courbe donnée par le constructeur
étalonnage
Ptorr
10^-4
10^-3
10^-2

Fig : 3-1

$$I = \frac{Ne}{4}\sqrt{\frac{8\,K\,T_e}{\pi\,m_i}}\sqrt{\frac{4}{\pi}}\quad\sqrt{1+\frac{e\,V_s}{K\,T_i}}\;2\pi\;a\;\ell$$

où I est le courant de sonde,
V_s le potentiel de sonde,
et $2\pi\,a\ell$, la surface active de la sonde.

Pour faciliter l'écriture et pour qu'il n'y ait pas de confusion entre n_e et n_e nous conviendrons de poser $N = n_e = n_i$ et $n_m = N_m$.

Nous voyons que la courbe I(Vs) est parabolique donc I^2(Vs) sera linéaire (à la condition que |Vs| soit suffisamment grand){1}.

Nous avons vérifié cette variation expérimentalement et nous avons tracé la caractéristique KI^2 (U) figure 3-2, où U est la tension appliquée entre la sonde et la masse (les anodes étant à la masse).

La courbe obtenue nous montre bien cette variation linéaire pour $-130 < U < -45$ V . Le coude qui apparaît au delà de 130 V doit être attribué semble-t-il à l'échauffement de la sonde.

La pente de la courbe I^2(U) est alors {1}:

$$S = \frac{dI^2}{dU} = \frac{dI^2}{dV_s} \quad (V_s = U - U_p \quad (U_p = \text{potentiel plasma}))$$

$$S = N^2\,\frac{2e^3}{\pi^2 m_i}\;2\pi\;a\;\ell$$

par conséquent:

$$N \sim \sqrt{S}$$

Il suffira, sur la plan pratique de choisir deux points dans la partie linéaire de cette caractéristique et de faire le rapport :

$$S = \frac{I_1^2 - I_2^2}{U_1 - U_2}$$

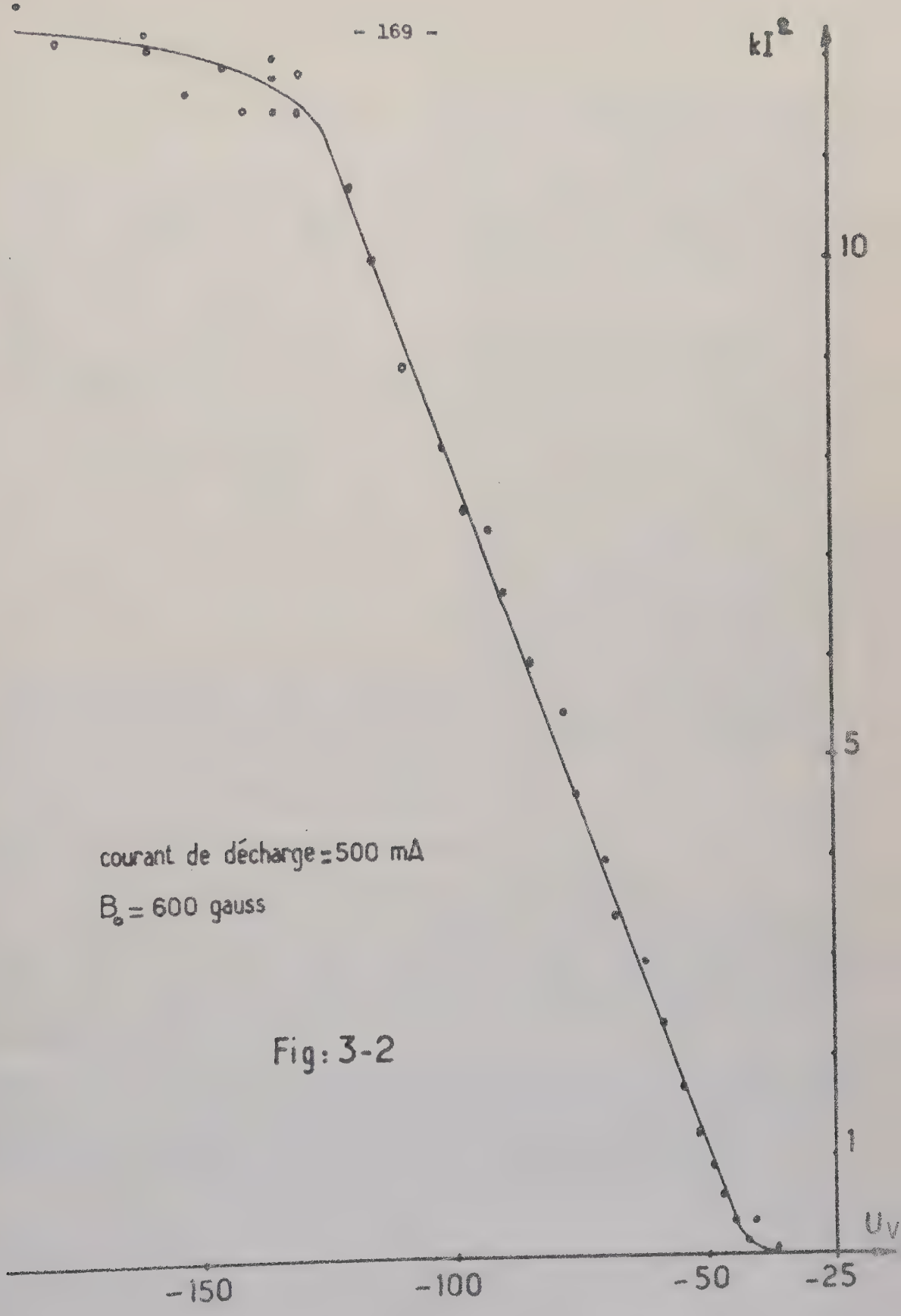
La densité électronique en ce point est proportionnelle à $\sqrt{S}$.

La mesure de N en valeur absolue est délicate, car elle demande d'une part la connaissance de la surface active de la sonde, d'autre part, la connaissance du courant de sonde.

Notre but étant de faire des mesures relatives, cet inconvénient n'est pas gênant , nous avons alors utilisé un galvanomètre monté en dérivation sur une résistance variable pour mesurer le courant de sonde ,qui, ainsi, en valeur relative peut être connu avec précision. Le montage utilisé est représenté figure 3-3.

Un système de deux piles de 67,5 V et d'un interrupteur permet d'appliquer à la sonde, soit une tension de 67,5 V , soit 135 V. Un voltmètre (V) permet de connaître la tension de sonde alors que le galvanomètre nous donnera kI.

Nous avons fait des mesures (en utilisant ce dispositif), en fonction du champ magnétique {5} pour un courant de décharge de 0,5 A. Au delà de cette intensité de décharge, la sonde s'échauffe et le courant de sonde varie continuellement,(en fonction de la température de la sonde,)



courant de décharge = 500 mA

B_o = 600 gauss

Fig: 3-2

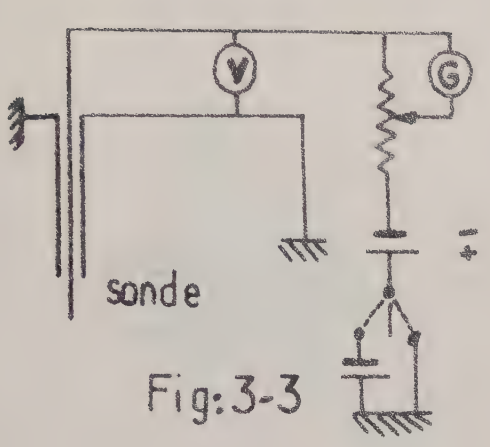


Fig:3-3

empêchant toutes mesures.

J'ai refait pour un plasma d'Argon les mesures que nous avions faites sur le Néon {5}. Les courbes obtenues pour l'Argon étant de la même famille que celles obtenues pour le Néon, je n'ai fait ces mesures que pour des champs magnétiques de 800 et 1000 Gauss, pour une pression de 3.10^{-3} Torr (correspondant à la pression minimum de décharge intense et stable) et pour une pression de 5.10^{-3} Torr avec un champ magnétique de confinement de 800 Gauss.

Les résultats obtenus sont consignés figure 3-4. Sur cette figure nous trouvons la forme de la distribution électronique suivant l'axe de propagation et la topographie de la décharge. Nous avons également tracé les courbes équipuissances du faisceau de sondage hyperfréquence, qui montrent l'adaptation du plasma à notre méthode de mesure, avec optique focalisante.

L'analyse des courbes représentant la forme de la distribution électronique m'a conduit à admettre qu'elle obéissait à la loi expérimentale :

$$N(z) = \frac{N(o)}{1+K\,|z|^{2,8}}$$

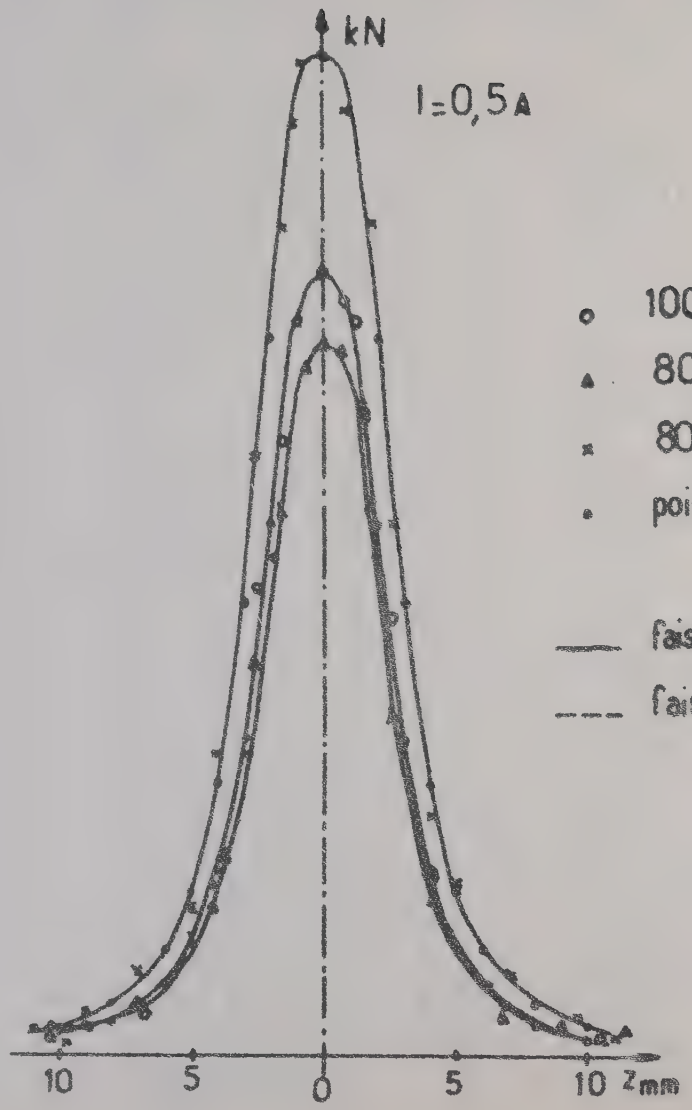
où $N(o)$ est le nombre d'électrons au centre du plasma,

et z l'axe de propagation (origine au centre du plasma)

Cette loi est valable aussi bien pour l'Argon {5} que pour le Néon, elle dépend essentiellement de la forme et des dimensions des électrodes, tant du point de vue amplitude que du point de vue forme. C'est du moins ce que nous avons constaté au fur et à mesure que nous avons modifié les cathodes et les anodes jusqu'à obtenir le plasma de forme quasi-rectangulaire que nous avons adopté.

Il est à noter ici que l'influence du champ magnétique et prépondérante pour la forme de la distribution électronique, et il semble difficile de faire des mesures interférométriques correctes pour des champs magnétiques inférieurs à 500 Gauss {5} , le plasma devenant peu à peu cylindrique au fur et à mesure que le champ directeur décroît.

Pour l'Argon, les facteurs K déterminés expérimentalement sont :



o 1000 gauss, 3.10^{-3} torr

▲ 800 gauss $3\ 10^{-3}$ torr

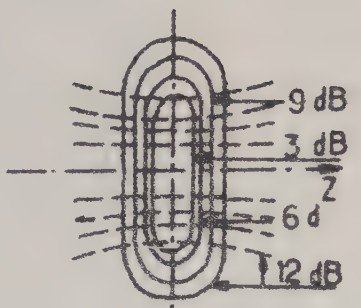
x 800 gauss, 5.10^{-3} torr

• points calculés

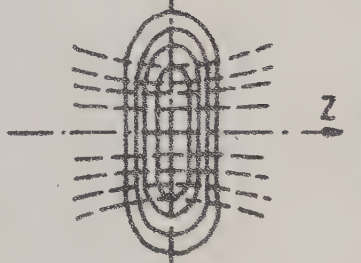
—— faisceau plasma

--- faisceau hyperfréquence

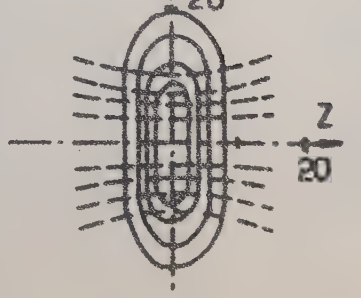
Fig:3-4



I : 0,5 A
B: 800 gauss
p : 5 10^{-3} torr



I : 0,5 A
B:1000 gauss
p : 3.10^{-3} torr



I : 0,5 A
B: 800 gauss
p : 3.10^{-3} torr

1°) p = 3.10^{-3} Torr B_o= 1.000 Gauss , K = 0,087 en prenant z en mm, soit k = 42,5 (Z en unité de longueur d'onde).

2°) Pour p = 3.10^{-3} Torr , B_o= 800 Gauss , k = 0,081 (z en mm) et k = 39,5 quand Z est exprimé en unité de longueur d'onde.

3°) Pour p = 5.10^{-3} Torr , B_o= 800 Gauss , K = 0,072 (z en mm) et k = 36 (Z exprimé en unité de longueur d'onde).

Les points calculés à partir de ces valeurs de K sont portés sur la figure 3-4. Par ailleurs, j'ai pu évaluer, en traçant la caractéristique de sonde, la température électronique (40.000° K < T_e <80.000°K). Cette mesure ne peut qu'indiquer un ordre de grandeur, compte tenu de la présence du champ magnétique.

I-3 : Caractéristiques électriques de la décharge :

Dès que nous alimentons la décharge, la tension (1500 V) appliquée entre l'anode (à la masse) et la cathode (-HT) est suffisante pour amorcer l'avalanche électronique. La tension de la décharge varie alors très peu autour de 410 V (pour l'Argon) quand on fait varier les paramètres I, $B_o$et p. Les caractéristiques V = f(I) , V = f(B_o) et V = f(p) sont pratiquement constantes, la tension ne variant que de quelques pour cent pour des intensités variant de 0,5 à 5 Ampères (régime d'avalanche {7}).

II. - ETUDE INTERFEROMETRIQUE - ZONES ET METHODES DE MESURES. -

II-1 : Zones de mesures :

Pour des pressions inférieures à 3.10^{-3} Torr, la décharge s'allume, mais la tension aux bornes du plasma est insuffisante pour obtenir le régime d'avalanche. Les densités électroniques sont de l'ordre de quelques 10^{11} électrons/cm^3 ($\varepsilon \simeq 1$) et l'épaisseur du plasma est faible. Les mesures interférométriques étant pratiquement impossibles, nous avons donc limité la pression de travail du côté des basses pressions à 3.10^{-3} Torr, nécessaire pour obtenir l'avalanche (Compte-tenu de la tension disponible).

Du côté des hautes pressions nous avons limité notre zone de travail à 9.10^{-3} Torr. Au delà, la décharge devient instable et dissymétrique, comme si les cathodes émettaient alternativement. Ce phénomène est analogue à celui que l'on avait observé quand nous faisions une arrivée de gaz symétrique sur les deux cathodes. Je pense que l'on peut par conséquent l'attribuer à des accumulations de gaz, alternativement d'un côté et de l'autre. Ces instabilités visibles à l'oeil nu sont sensibles aux hyperfréquences . Les déphasages alors mesurés sont environ deux fois plus petits que lorsque la décharge est stable et parfaitement "allumée".

Par ailleurs, pour des courants (donc des densités électroniques) élevés, il se produit des arcs. En général ce phénomène ne nous a pas gêné pour les mesures en hyperfréquence,car alors la densité électronique (très

élevée) atténue fortement l'onde hyperfréquence, interdisant ainsi toutes mesures interférométriques.

II-2 : Méthodes de mesures :

Un balayage gazeux, continu, réglé par une fuite calibrée, permet de travailler à différentes pressions que l'on peut maintenir constantes.

Les mesures interférométriques ont été faites , le champ électrique de l'onde de sondage parallèle au champ magnétique de confinement. Celui-ci passe donc inaperçu aux hyperfréquences (chapitre II-1) dans ces conditions la permittivité se réduit (en admettant $\nu / \omega \ll 1$) à une forme simple :

$$\epsilon(z) = 1 - \frac{N(z)\, e^2}{m\, \varepsilon_o\, \omega^2} = 1 - \frac{N(z)}{N_c} = 1 - X(z)$$

(cas de la propagation transverse avec $\overline{E} \,//\, B_o$).

La méthode de mesure utilisée, diffère quelque peu de celle employée pour les diélectriques. En effet pour les plasmas, il est nécessaire d'utiliser une méthode plus rapide, même au détriment de la précision, qui est ici moins impérative, puisque nous étudions des variations et que nous traçons des courbes continues ; il est plus important d'éviter des modifications expérimentales éventuelles. Or, les cathodes bien qu'étant, comme nous l'avons vu, réalisées en Tantale, diminuent de 2 cm en longueur pour environ 50 heures de travail. Il est très facile de les changer, mais bien que leur réalisation (transition circulaire-rectangulaire) soit faite avec soin à l'aide d'un gabarit, nous ne pouvons pas être absolument certains que les différentes cathodes soient parfaitement identiques; par ailleurs à chaque fois que nous devons démonter le tube à plasma, il faut à nouveau dégazer l'ensemble, opération qui demande plusieurs jours.

Nous mesurerons donc les déphasages par un seul pointé, au minimum d'une frange interférométrique,et les atténuations, directement à l'aide d'un atténuateur variable calibré , en prenant soin de rester dans la zone où il ne déphase pas (chapitre 1-4 figure 4-5).

Pour plus de précision, nous faisons cette mesure sur les franges interférométriques (pente de la courbe interférométrique très rapide compte tenu de la sensibilité du microvoltmètre utilisé (0,1 mV/100 div.)).

Dans le cas des mesures sur les plasmas, cette méthode de mesure des atténuations, nous affranchit d'un risque d'erreur pouvant résulter du bruit propre du plasma.

Pour remonter au carré du module du coefficient de transmission il suffit alors d'utiliser la relation :

$$A_{dB} = 10 \log \frac{1}{|T|^2}$$

Puisque nous travaillons à bas niveau (minimum des franges interférométriques) - donc en détection quadratique. -

III. - RESULTATS EXPERIMENTAUX. -

Nous avons fait l'étude d'un plasma d'Argon en fonction des différents paramètres :

- I : intensité de la décharge,
- p : pression de fonctionnement ;
- B_o : champ magnétique de confinement .

III-1 : Etude en fonction de l'intensité de la décharge :

Nous avons étudié les variations de déphasage et l'atténuation pour des pressions constantes et des champs magnétiques de confinement donnés. Les résultats expérimentaux seront tracés sur les figures 3-5 à 3-12 pour les variations du déphasage. Sur ces courbes nous avons porté, en ordonnée - Δx_1 ($-\Delta x_1$ étant le déplacement du cornet récepteur en mm).

Les variations de l'atténuation sont également représentées sur les figures 3-5 à 3-12. Sur ces courbes, l'atténuation est portée en dB sur l'axe des ordonnées et comme précédemment, nous avons tracé les courbes p = Cte pour des champs de confinement donnés.

Quels que soient les paramètres B_o et p nous voyons que le déphasage et l'atténuation apportés par le plasma croissent avec l'intensité de la décharge. A partir d'un certain courant l'atténuation croît très vite, indiquant par là que la "coupure nominale" $\varepsilon(o) = 0$ doit être atteinte. La densité électronique doit par conséquent atteindre des valeurs supérieures à la densité critique définie par :

$$N_c = \frac{m\,\varepsilon_o\,\omega^2}{e^2}$$ soit $1{,}33 \cdot 10^{13}$ élect./cm^3 à notre fréquence de travail.

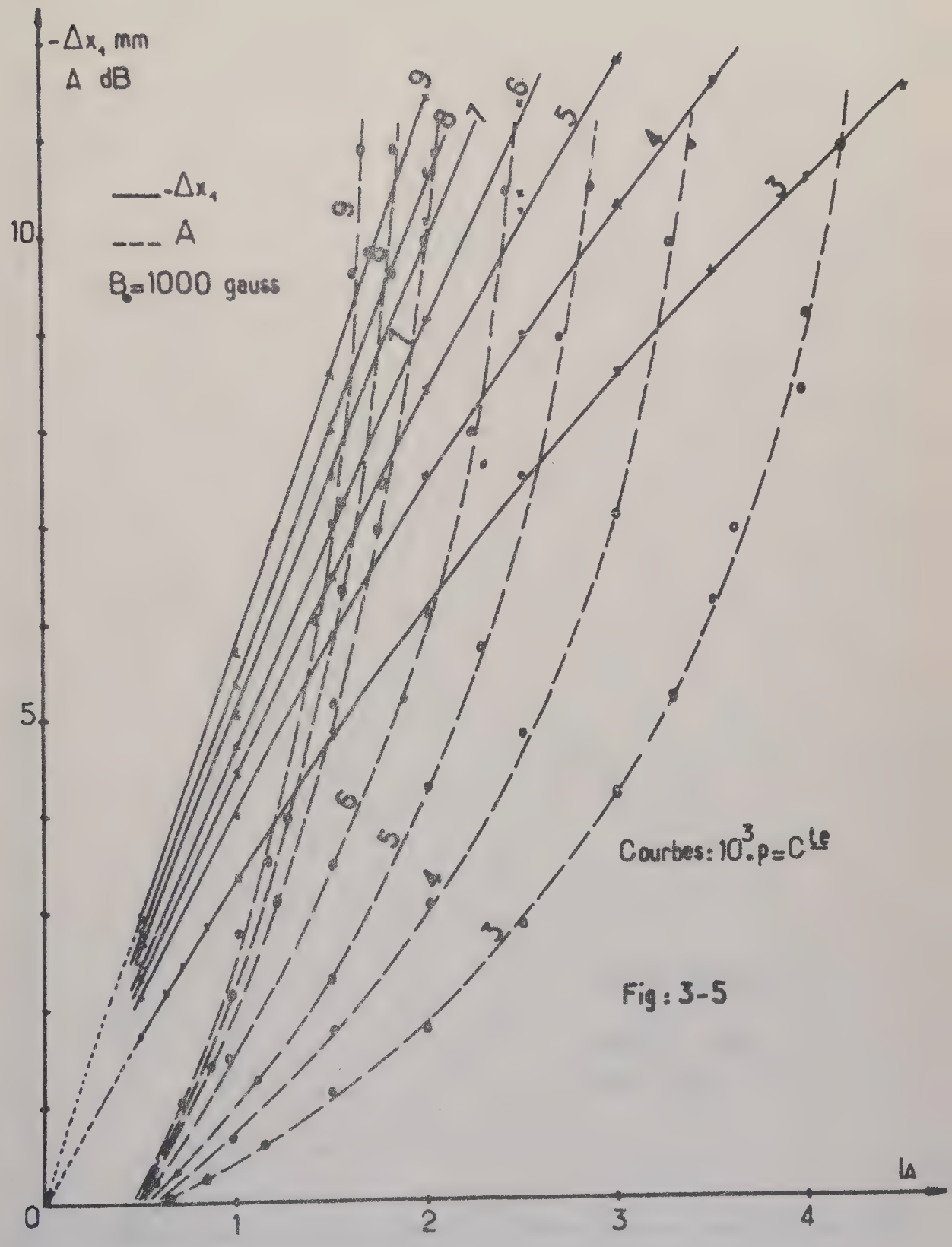
III-2 : Etude en fonction de la pression :

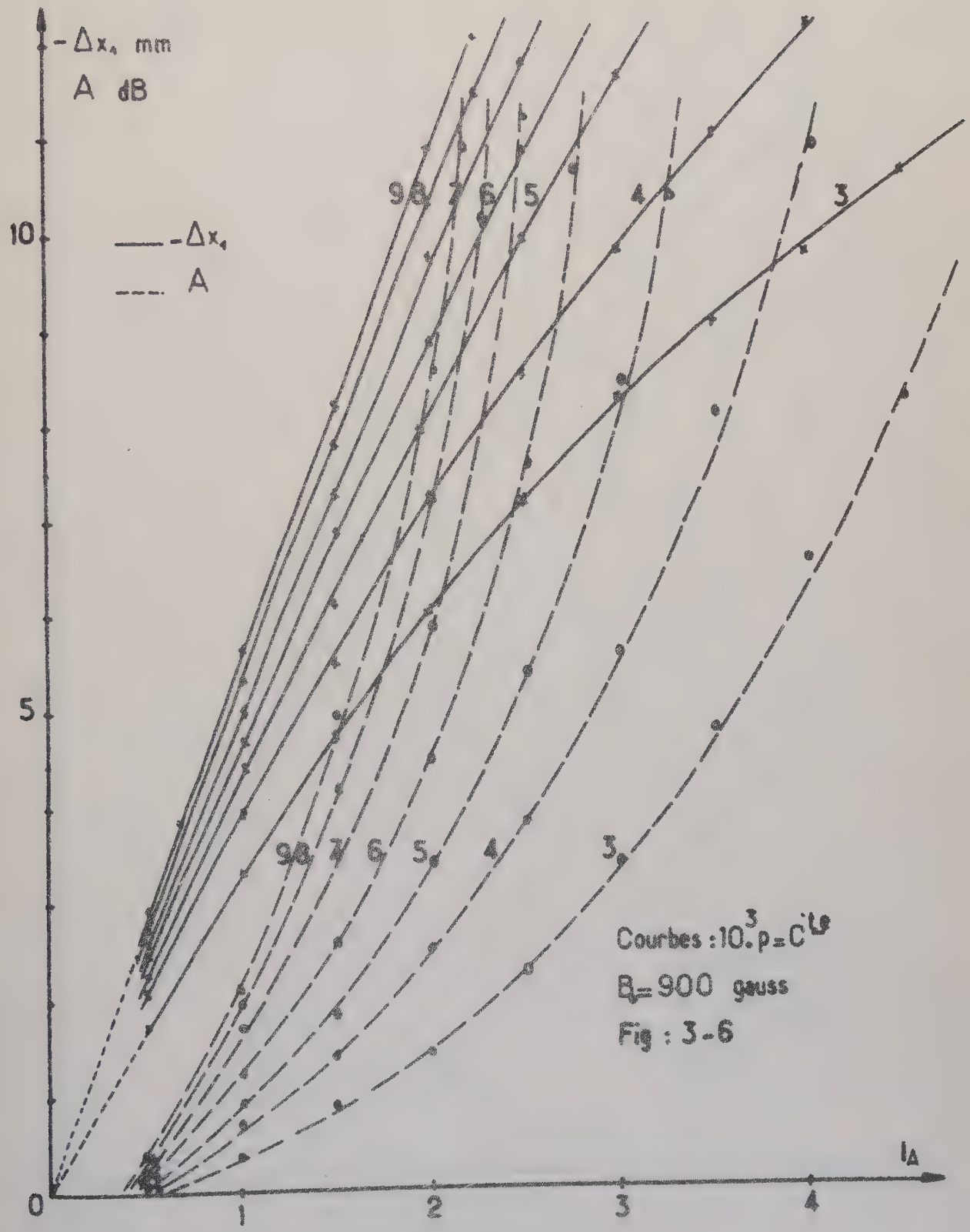
Cette étude a été faite pour des intensités de décharge et des champs magnétiques donnés.

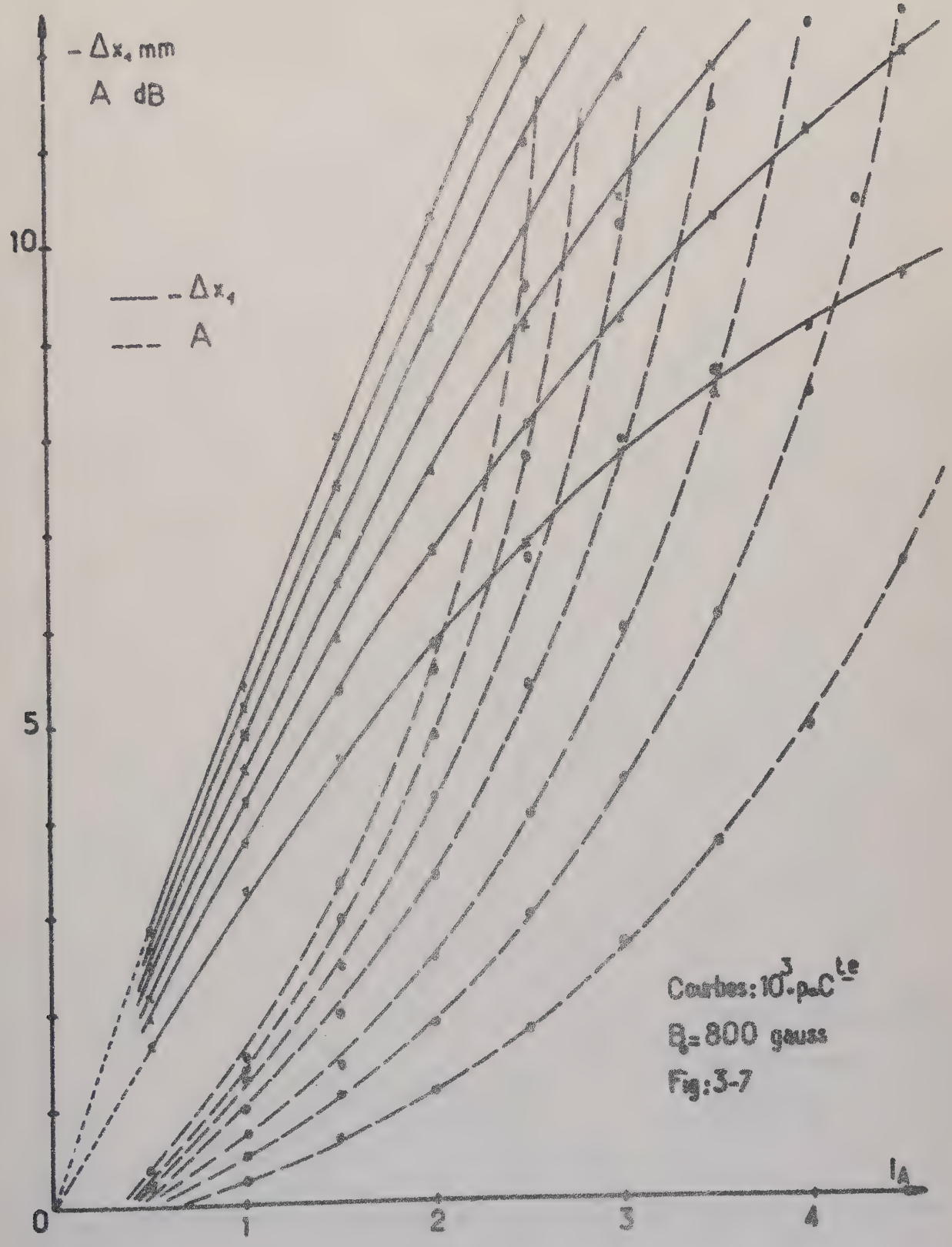
On réglait la pression à une valeur donnée en agissant sur la fuite réglable et sur une vanne permettant de diminuer la vitesse de pompage. Les mesures ont été faites, la pression stabilisée. Il est à noter ici que nous avons également fait des mesures en faisant varier la pression d'une manière continue {6} et en faisant l'enregistrement sur un enregistreur x,y. La position du cornet étant fixé à une valeur Δx_1 on enregistrait la frange interférométrique en fonction de la pression. Cette méthode donne les mêmes résultats que la méthode statique à la condition que la variation de pression soit lente.

Nous trouverons sur les figures 3-13 à 3-16 les variations de $\Delta x_{1_{mm}}$ en fonction de la pression. Chaque figure correspond à un champ magnétique donné, et nous avons tracé les courbes I = Cte tous les 0,5 Ampères.

De la même manière, nous avons obtenu les variations de l'atté-

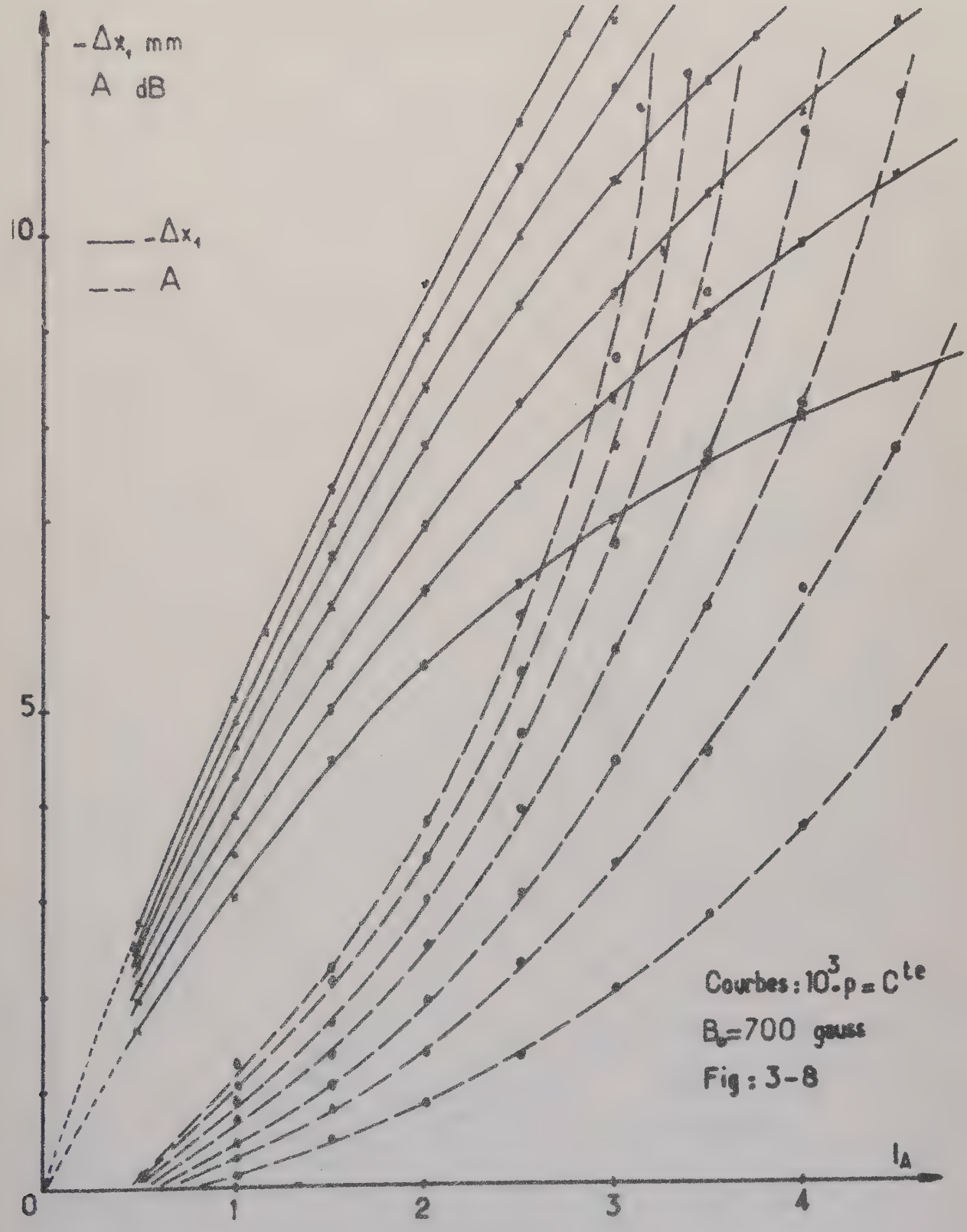

-Δx, mm
A dB
——-Δx,
--- A
B₀=1000 gauss
10
5
0
1
2
3
4
9
8
7
6
5
4
3
Courbes: 10³.p=Cte
Fig : 3-5

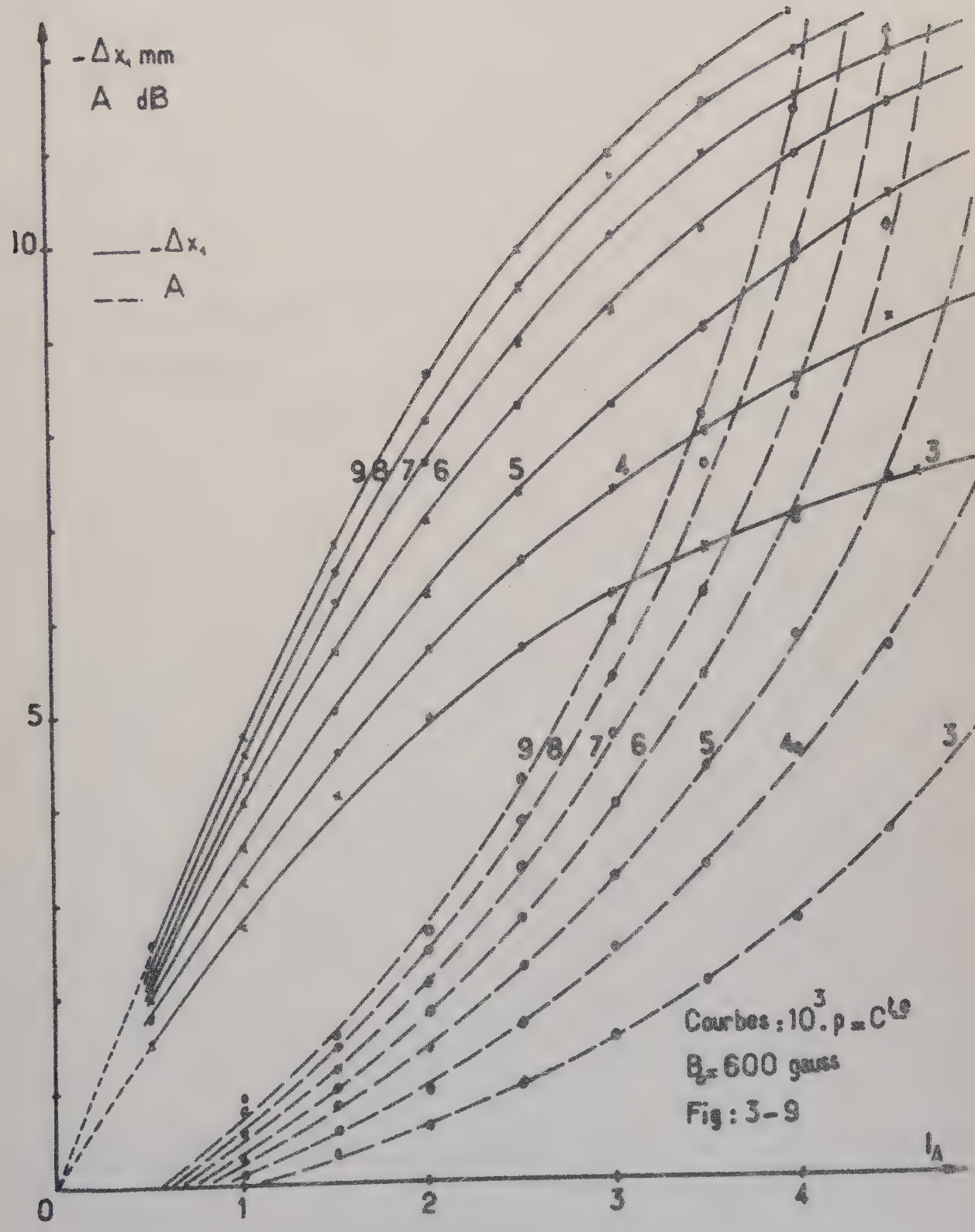

-Δx₄ mm
A dB
10
5
0
——-Δx₄
---- A
9 8 7 6 5 4 3
9 8 7 6 5 4 3
Courbes : 10³ p = Cte
B = 900 gauss
Fig : 3-6
I_Δ
1
2
3
4



$-\Delta x_4$ mm
A dB
10
5
0
$-\Delta x_4$
A
1
2
3
4
I_A
Courbes: $10^3 \cdot \rho = C^{te}$
$B_0 = 800$ gauss

Fig: 3-7


-Δx, mm
A dB
10
5
0
—— -Δx
-- A
Courbes : 10³.p = Cte
B₀=700 gauss
Fig : 3-8
I_A
1
2
3
4



$-\Delta x_1$ mm
A dB
10
5
0
1
2
3
4
I_A
$-\Delta x_1$
A
9 8 7 6 5 4 3
9 8 7 6 5 4 3
Courbes : $10^3 . \rho = C^{te}$
$B_0 = 600$ gauss
Fig : 3-9

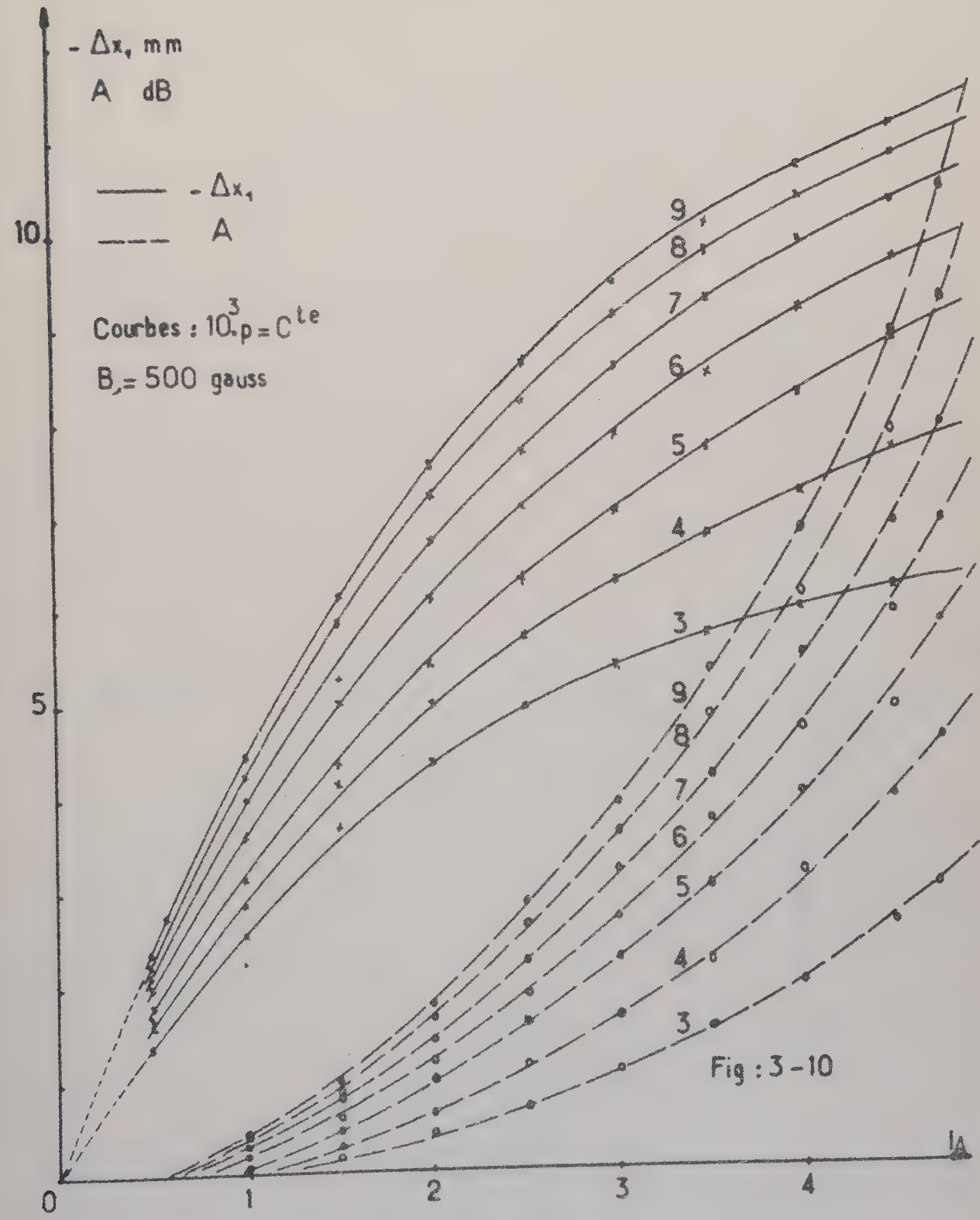
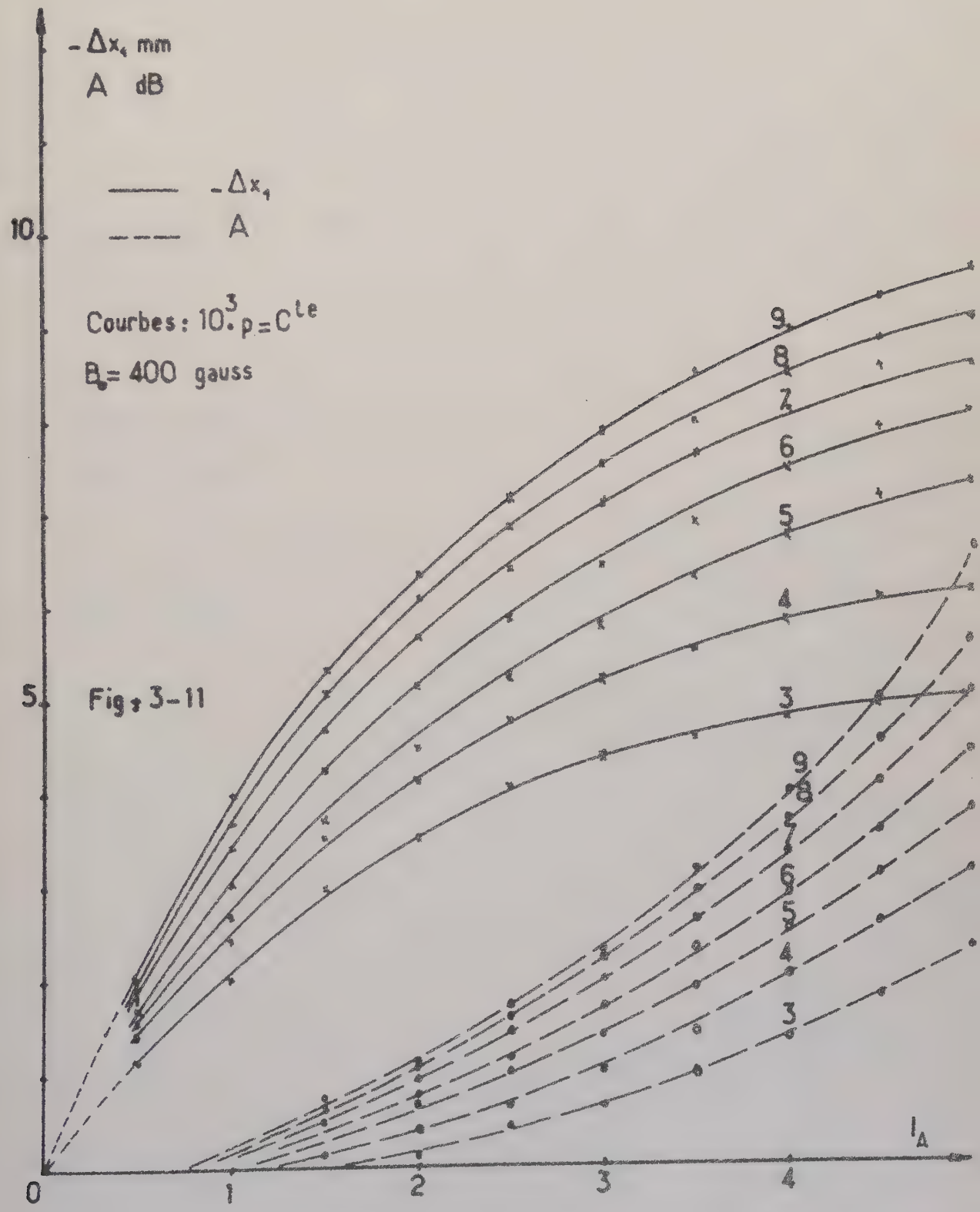
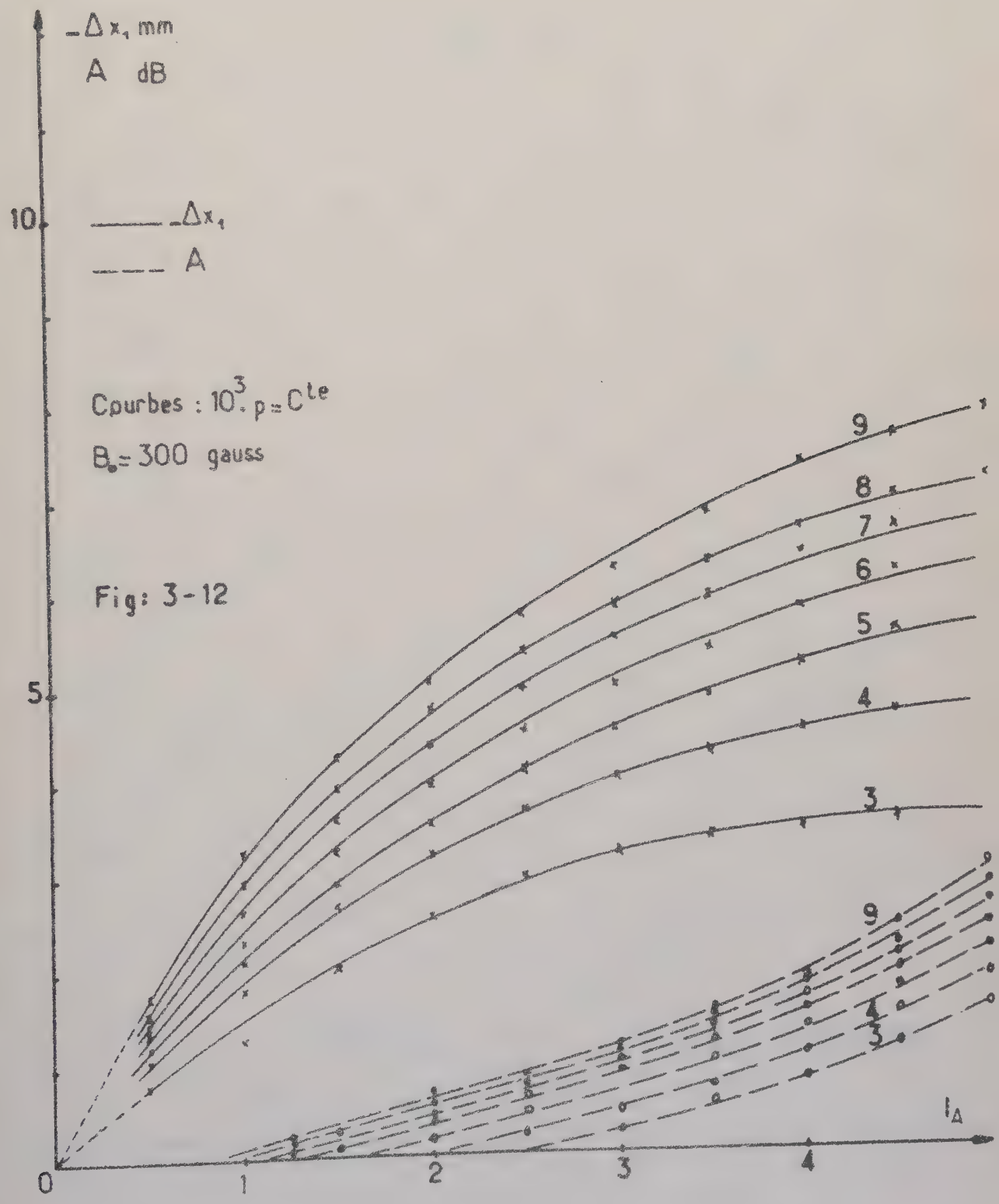

- Δx₁ mm
A dB
- Δx₁
A
Courbes : 10³.p = Cte
B₁ = 500 gauss
10
5
0
1
2
3
4
I_A
9
8
7
6
5
4
3
9
8
7
6
5
4
3

Fig : 3-10



$-\Delta x_1$ mm
A dB
$-\Delta x_1$
A
Courbes : $10^3 \cdot p = C^{te}$
$B_0 = 400$ gauss
Fig : 3-11
10
5
0
1
2
3
4
I_A
9
8
7
6
5
4
3



$-\Delta x_1$ mm
A dB
10
5
0
$-\Delta x_1$
A
Courbes : $10^3 \cdot p = C^{te}$
$B_0 = 300$ gauss
9
8
7
6
5
4
3
9
4
3
I_A
1
2
3
4

Fig: 3-12

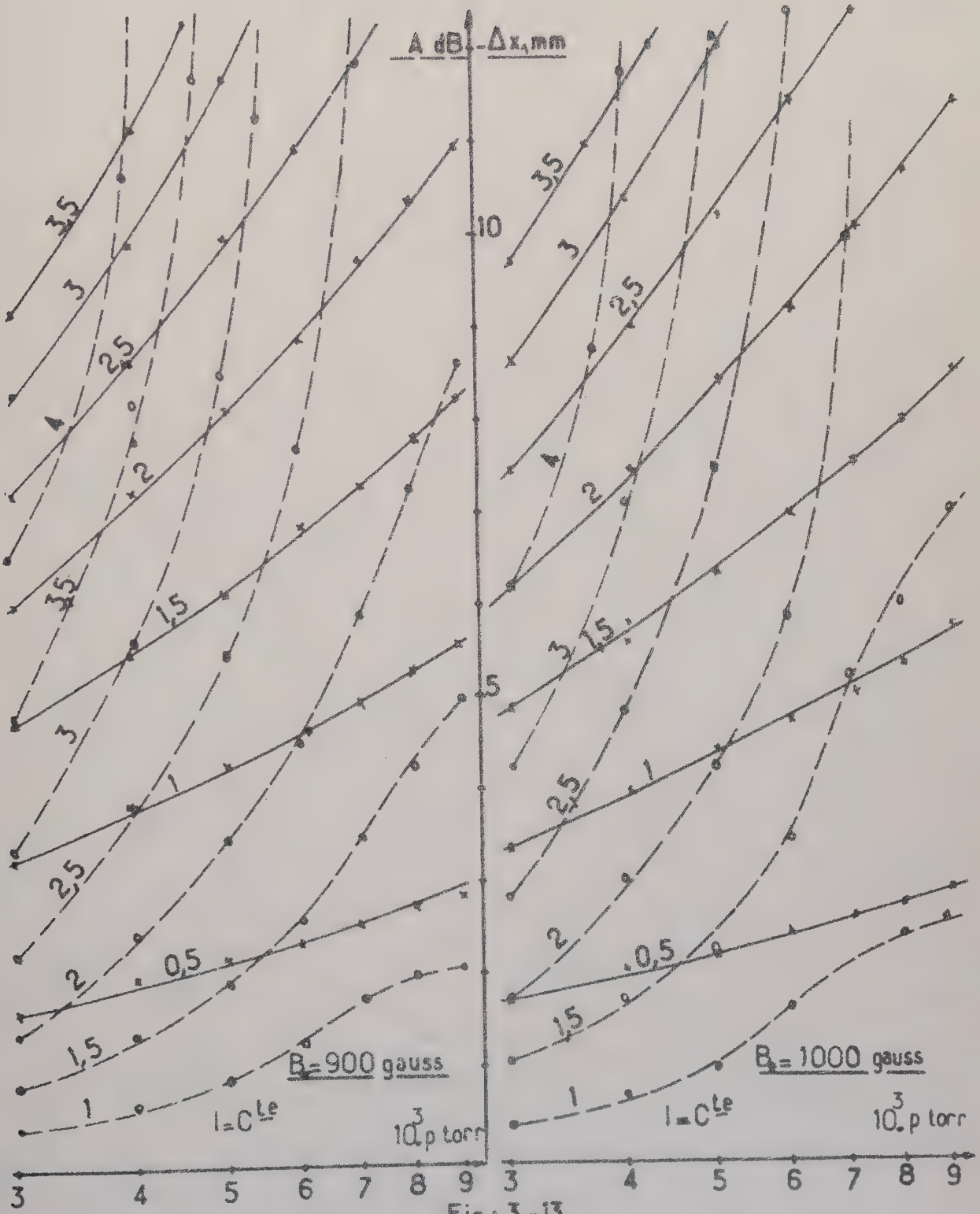

A dB
Δx, mm
10
5
3,5
3
2,5
2
1,5
1
0,5
B = 900 gauss
B = 1000 gauss
I = C te
10^3 p torr
3
4
5
6
7
8
9

Fig : 3 - 13

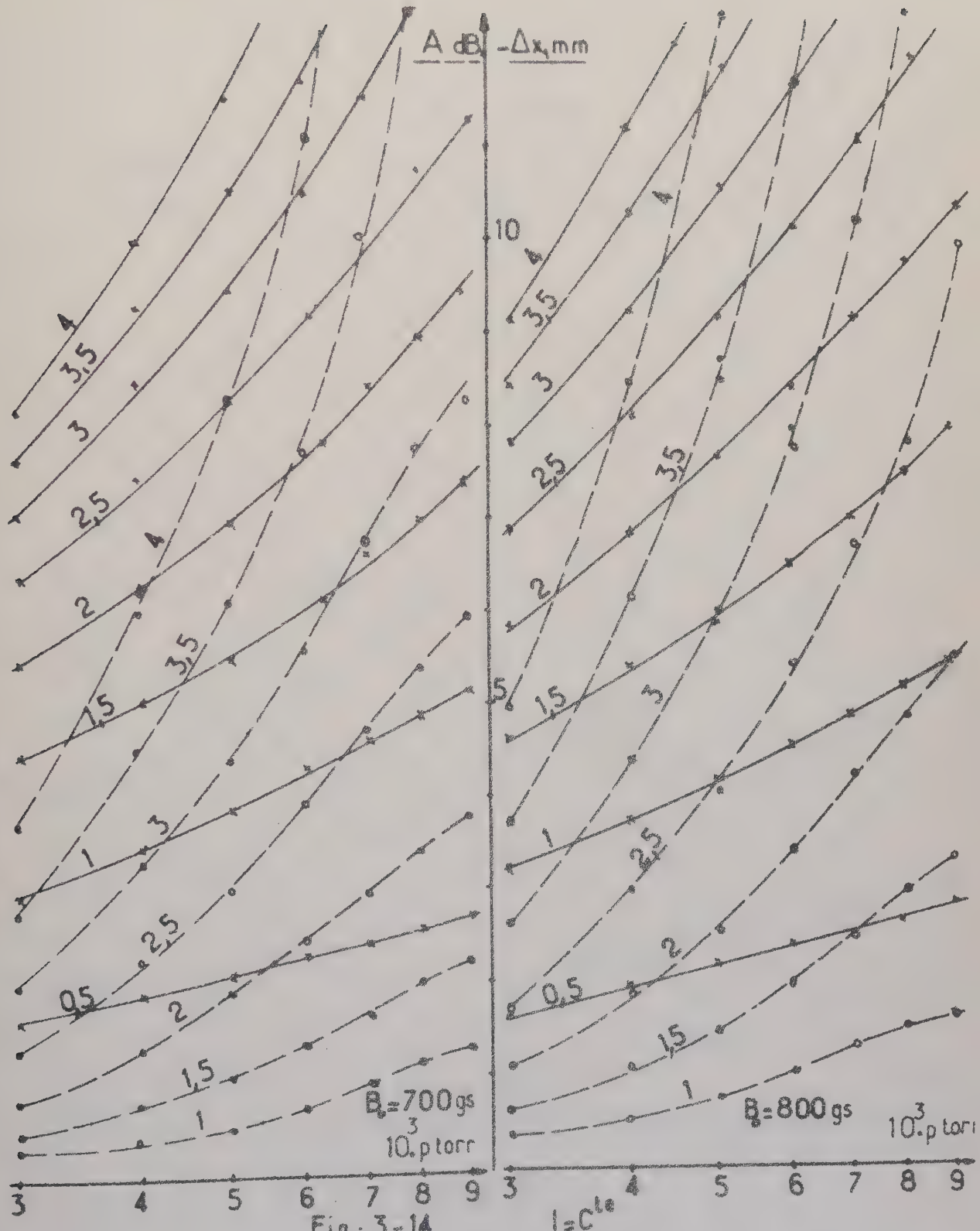

A dB
-Δx mm
10
5
4
3,5
3
2,5
2
1,5
1
0,5
B_o=700 gs
10^{-3} p torr
B_o=800 gs
10^{-3} p torr
3
4
5
6
7
8
9
I=C te

Fig : 3-14

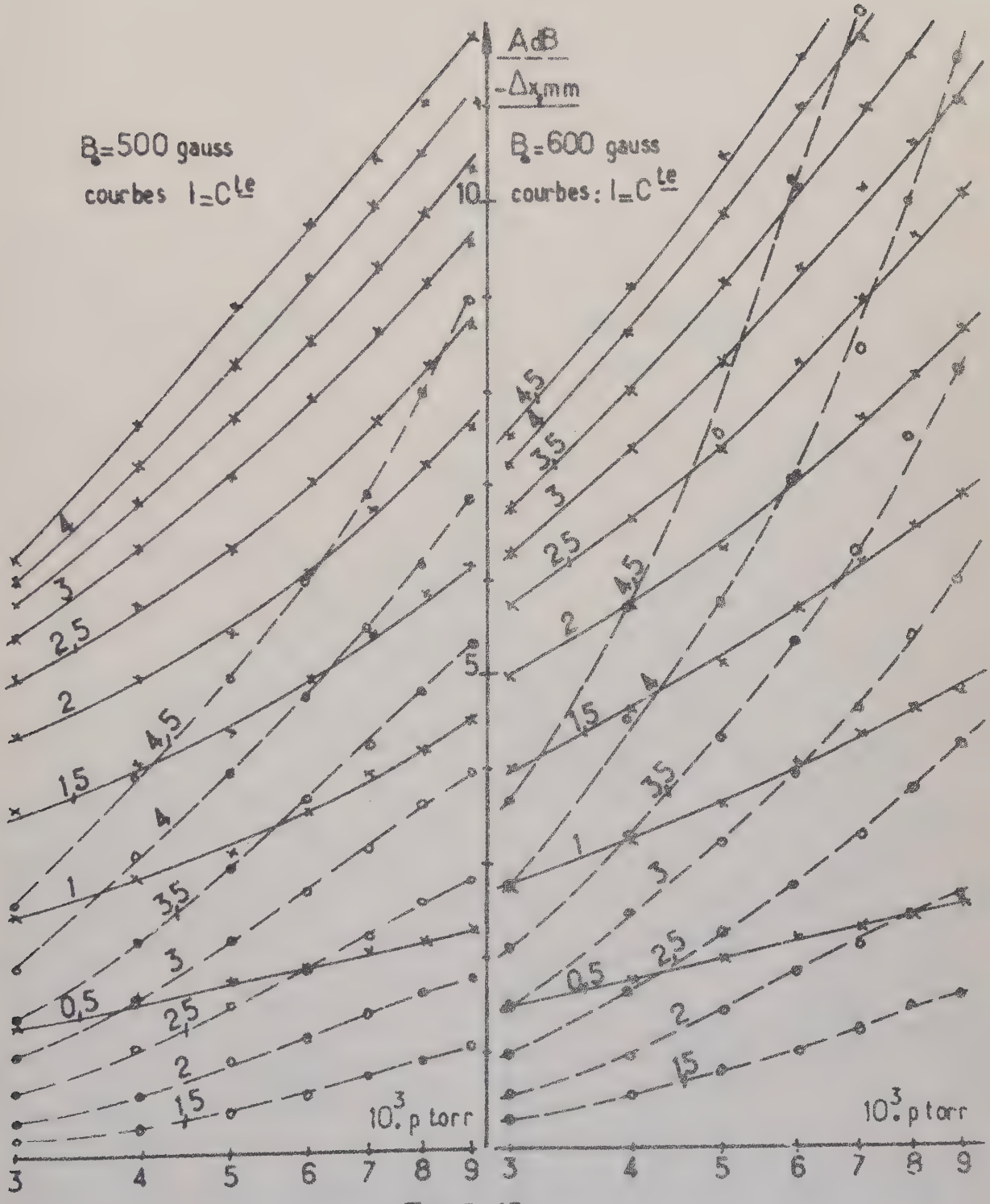

AdB
-Δx mm
B₀=500 gauss
courbes I=Cte
B₀=600 gauss
courbes: I=Cte
10
5
4
3,5
3
2,5
2
1,5
1
0,5
10³ p torr
10³ p torr
3
4
5
6
7
8
9

Fig. 3-15

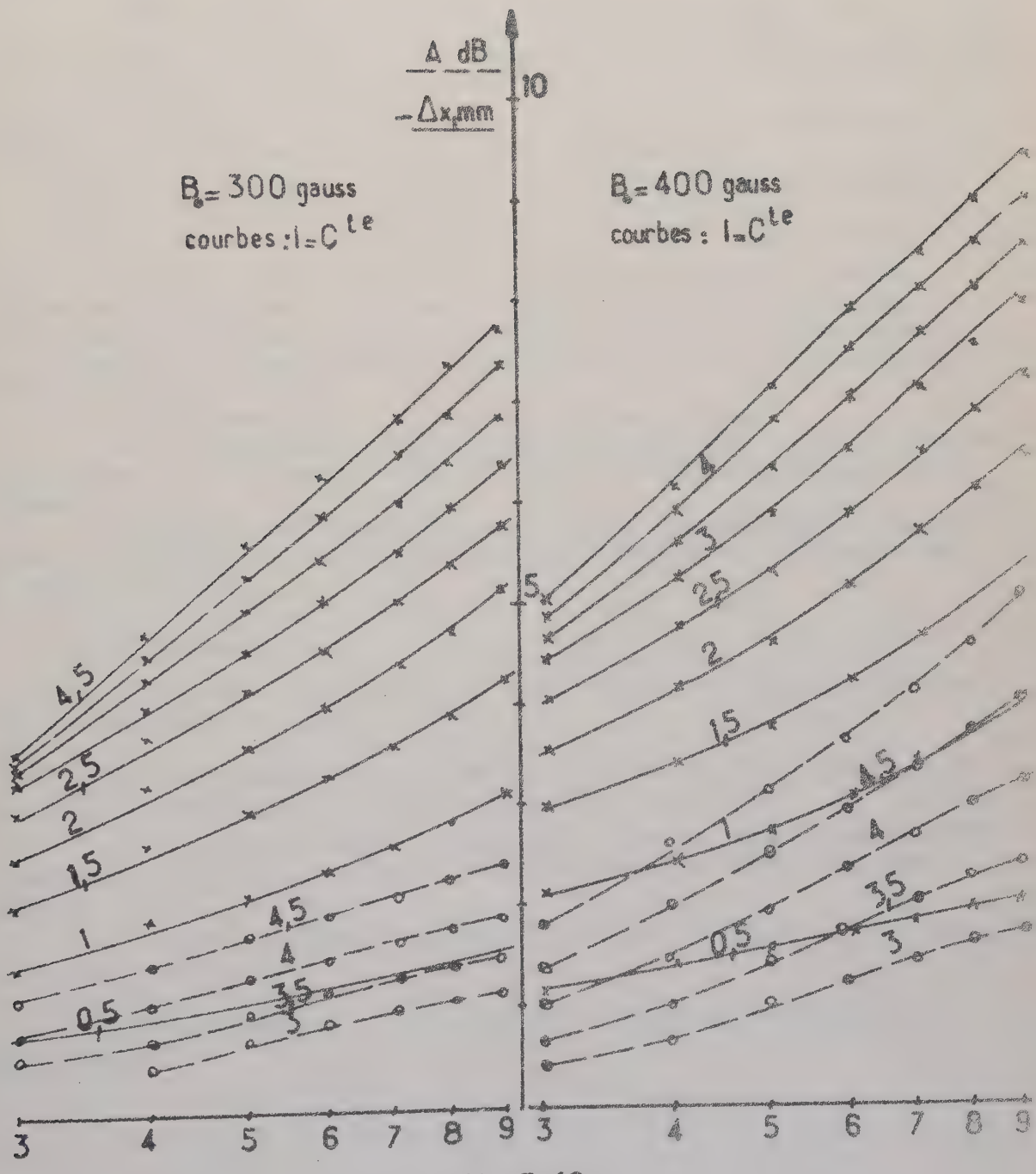

Δ dB
-Δx,mm
10
5
B = 300 gauss
courbes : I = C te
B = 400 gauss
courbes : I = C te
4,5
4
3,5
3
2,5
2
1,5
1
0,5
3
4
5
6
7
8
9

Fig : 3-16

nuation en fonction de la pression ; comme précédemment, nous avons tracé les courbes I = Cte pour des champs magnétiques donnés.

Les courbes d'atténuation obtenues sont représentées en pointillés sur les figure 3-13 à 3-16.

Les différentes variations obtenues croissent quand la pression augmente, et ceci pour toutes les valeurs du champ magnétique de confinement.

III-3 : Etude en fonction du champ de confinement :

Pour terminer cette étude systématique , nous avons regardé l'influence du champ magnétique de confinement.

Nous avons, dans ce cas, fixé la pression et l'intensité de la décharge , et nous avons fait varier le champ magnétique.

Nous avons ainsi tracé, pour une pression donnée, les courbes I = Cte. Nous avons fait varier I de 0,5 Ampère en 0,5 Ampère.

Les variations de $-\Delta x_1$ en fonction du champ magnétique augmentent avec celui-ci . Notons cependant que pour les faibles intensités, il y a saturation pour les champs élevés, il est à penser que ce phénomène doit aussi exister pour des intensités importantes. Nous n'avons néanmoins pu l'observer, le champ magnétique donné par nos bobines étant alors insuffisant (1.000 Gauss).

Les figures 3-17 à 3-23 montrent ces variations.

De la même façon nous avons tracé les réseaux I = Cte en fonction de l'atténuation et du champ magnétique pour les mêmes pressions que précédemment.

Les courbes ainsi obtenues sont tracées en pointillés sur les figures 3-17 à 3-23 ; elles montrent une augmentation de l'atténuation avec le champ magnétique.

IV. - CONCLUSION . -

De l'étude expérimentale que nous venons de faire, nous pouvons déjà déduire que :

1°) La densité électronique doit croître avec l'intensité de la décharge, la pression et le champ magnétique de confinement.

2°) que l'épaisseur du plasma doit augmenter avec l'intensité de la décharge et avec la pression, et décroître quand le champ magnétique augmente.

3°) que la densité électronique critique ($N_c = 1{,}33 \cdot 10^{13}$ elect/cm^3) doit être atteinte.

Je ferai dans le prochain chapitre l'étude de ces résultats expérimentaux.

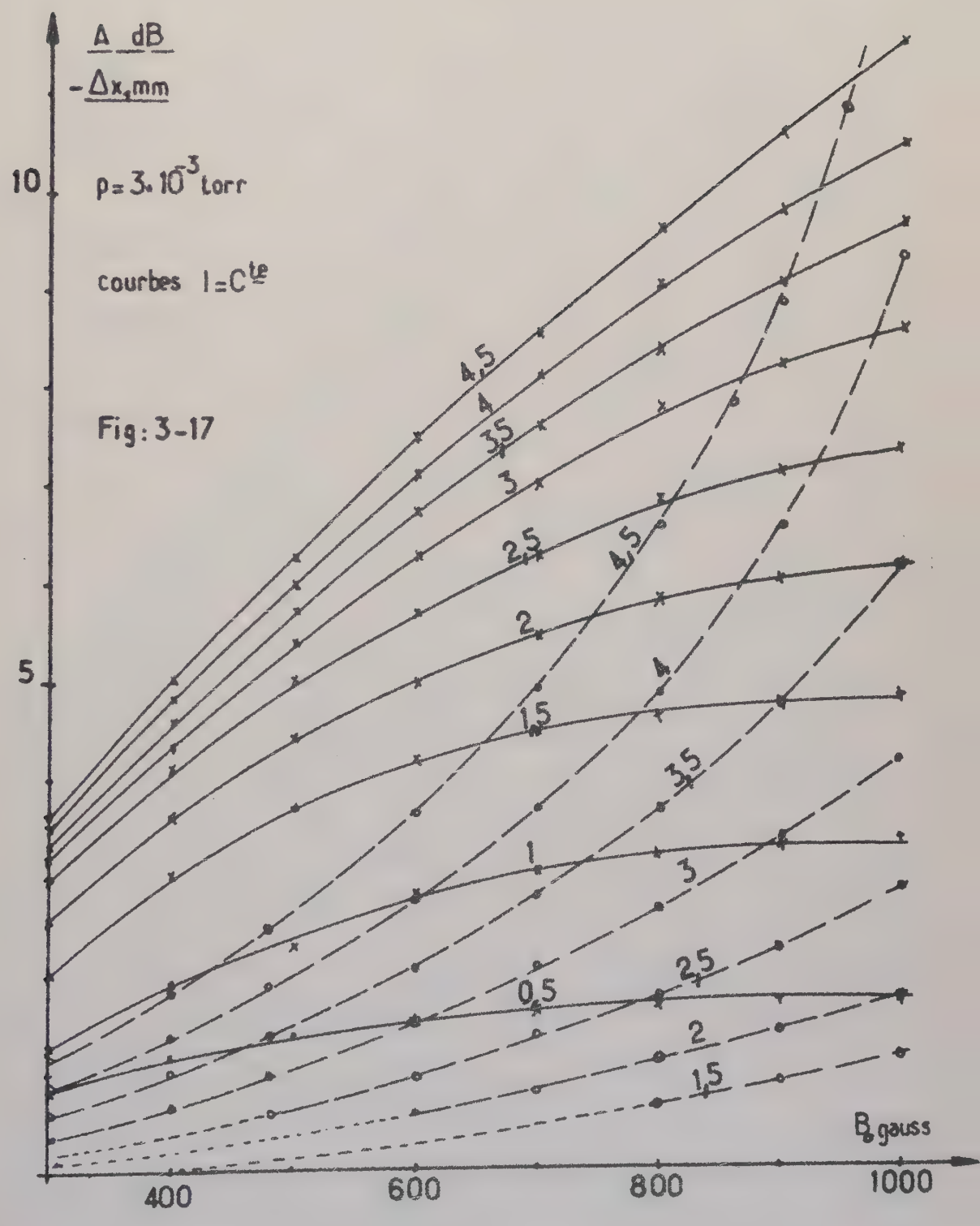
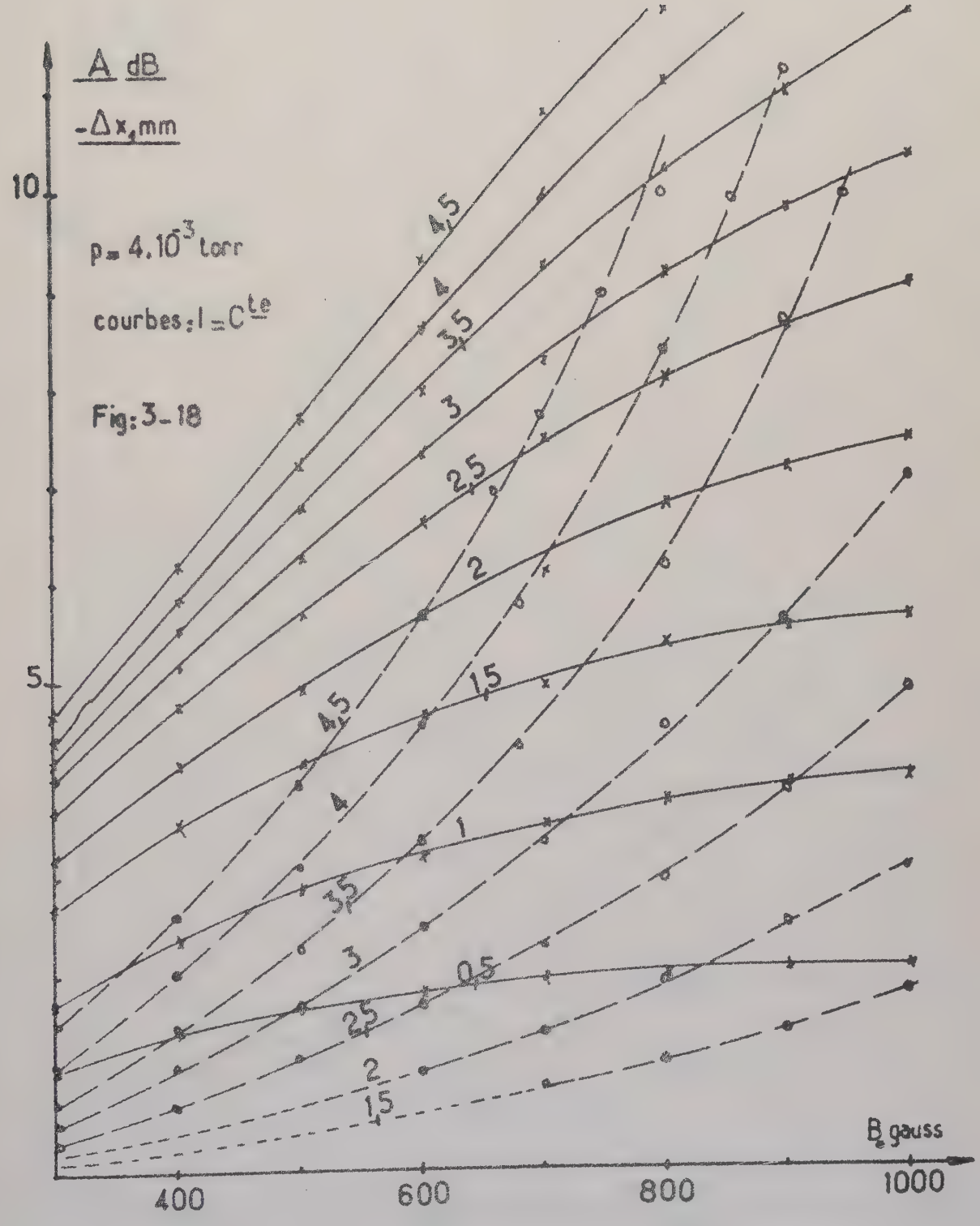
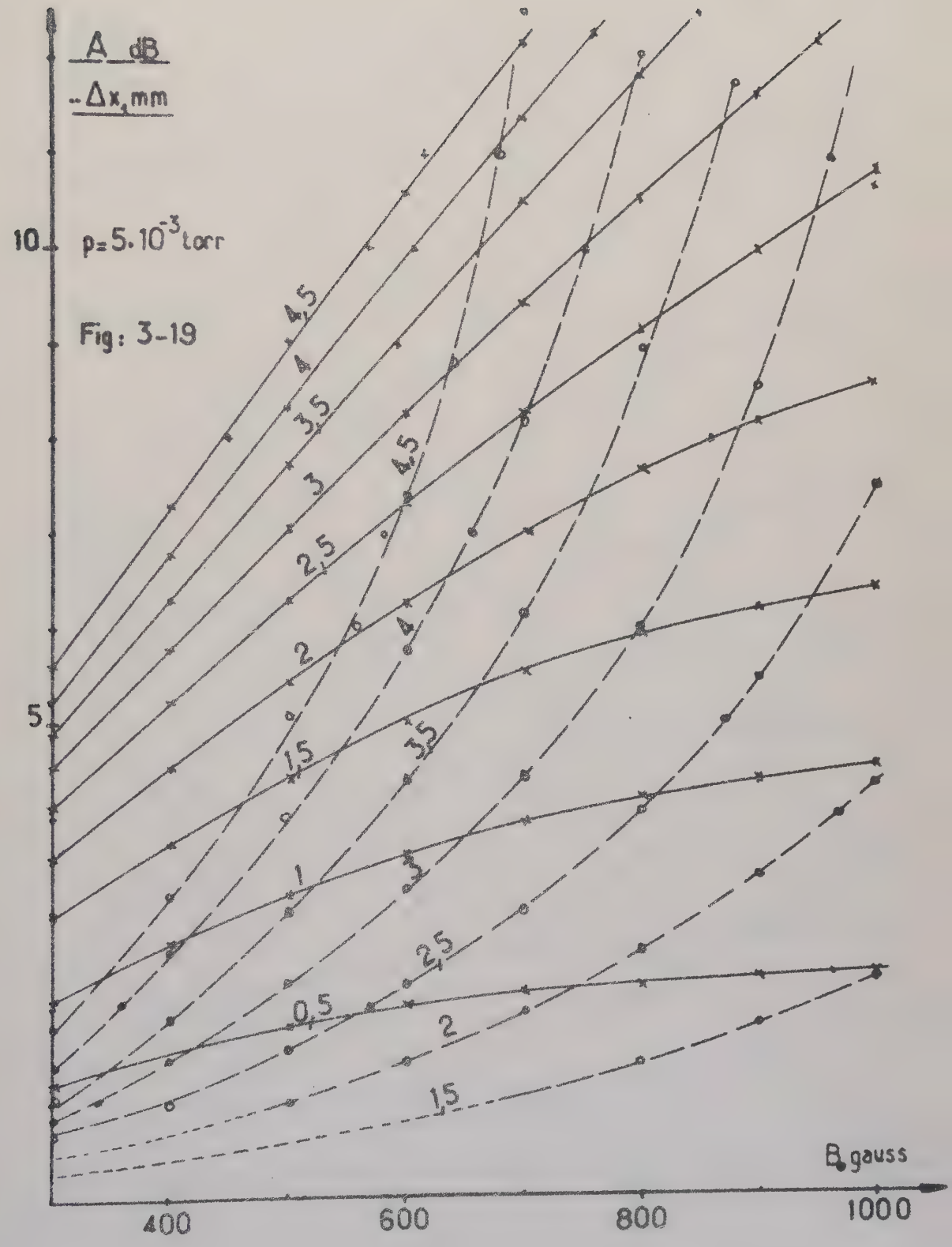

A dB
-Δx, mm
10
5
p = 3. 10⁻³ torr
courbes I = Cte
4,5
4
3,5
3
2,5
2
1,5
1
0,5
4,5
4
3,5
3
2,5
2
1,5
B gauss
400
600
800
1000

Fig: 3-17


A dB
-Δx, mm
10
5
p = 4.10⁻³ torr
courbes : I = Cte
Fig: 3-18
4,5
4
3,5
3
2,5
2
1,5
4,5
4
1
3,5
3
0,5
2,5
2
1,5
B gauss
400
600
800
1000


A dB
-Δx, mm
p=5.10⁻³ torr
Fig: 3-19
10
5
4,5
4
3,5
3
2,5
2
1,5
1
0,5
4,5
4
3,5
3
2,5
2
1,5
B gauss
400
600
800
1000

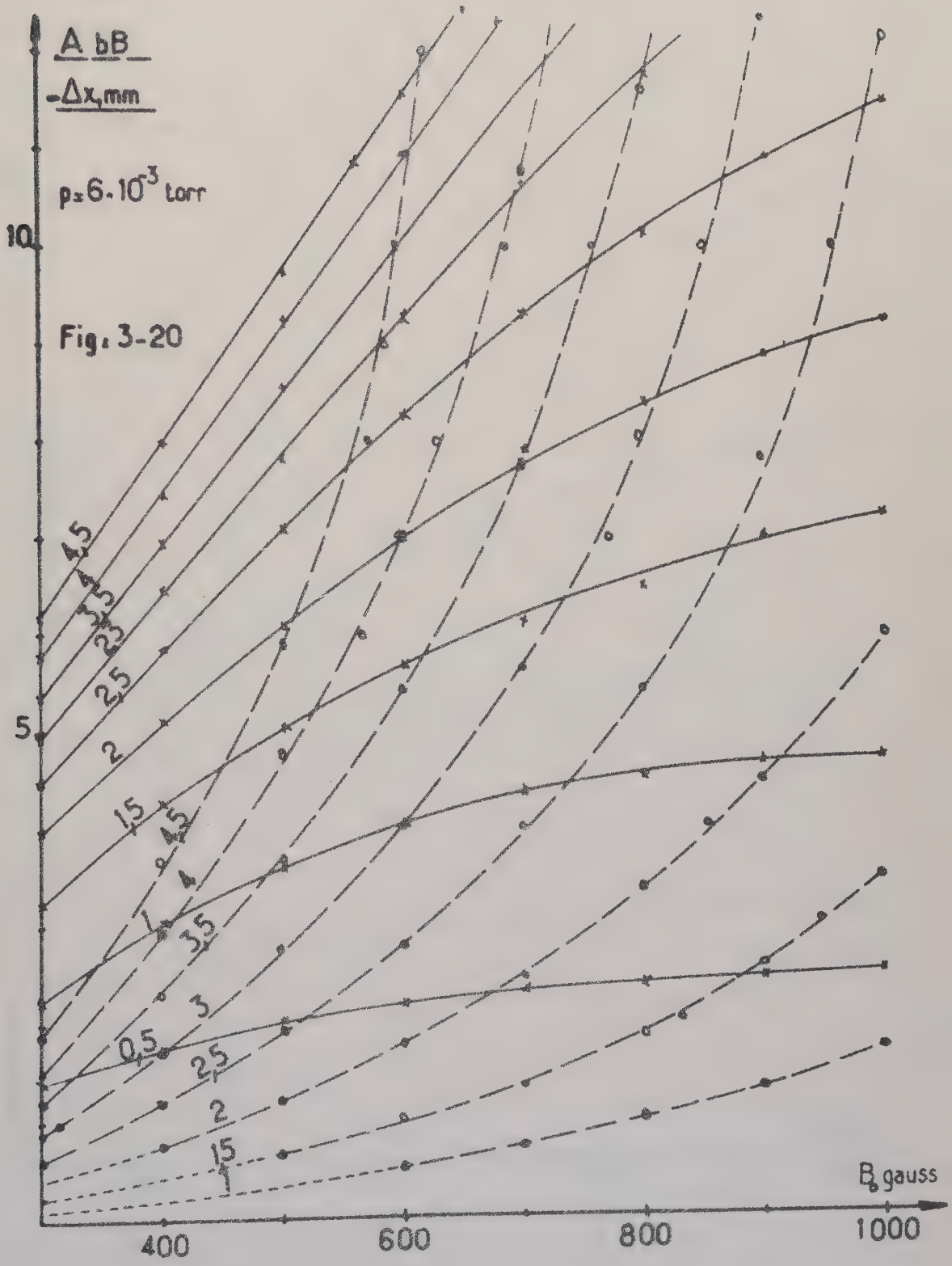
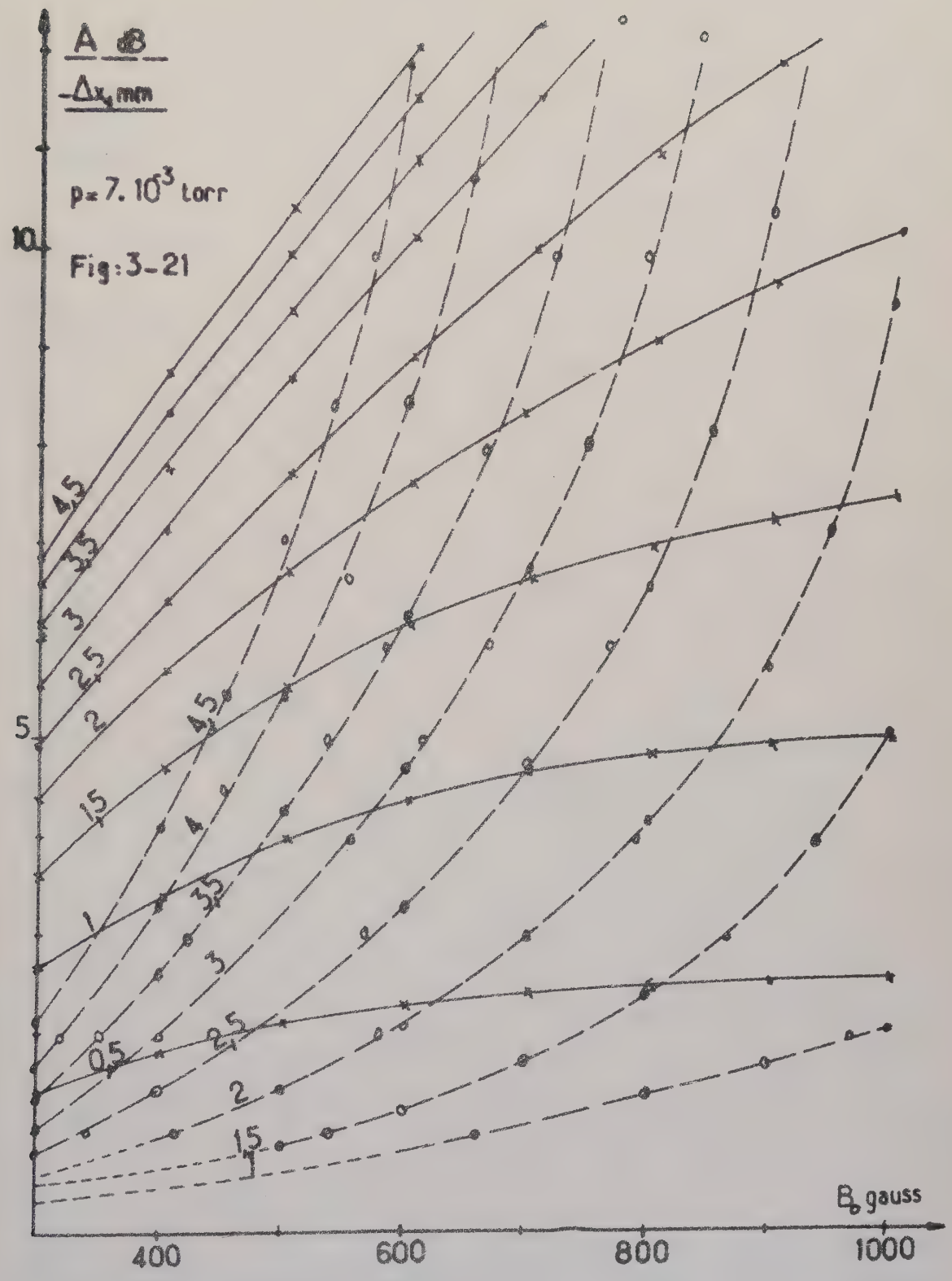
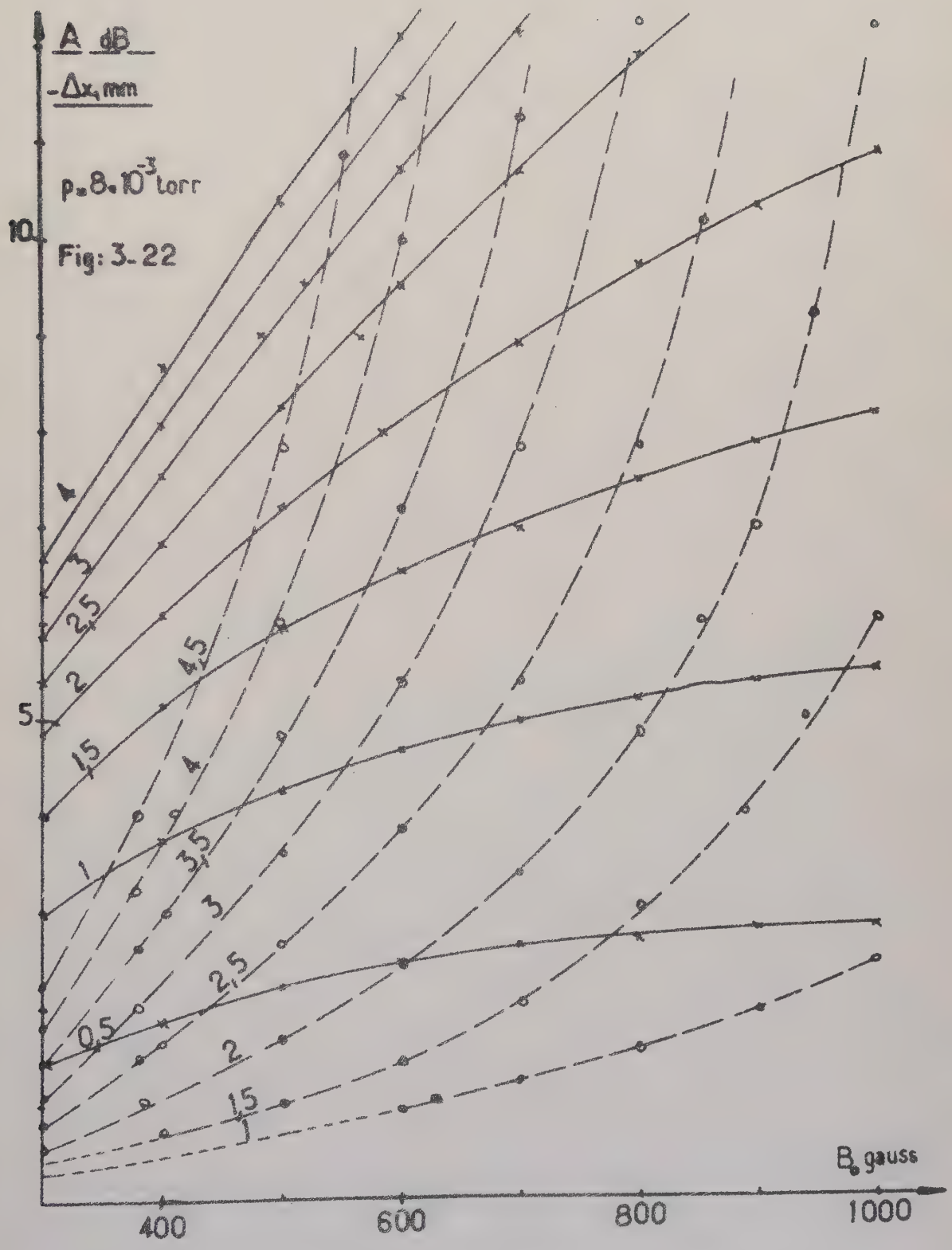
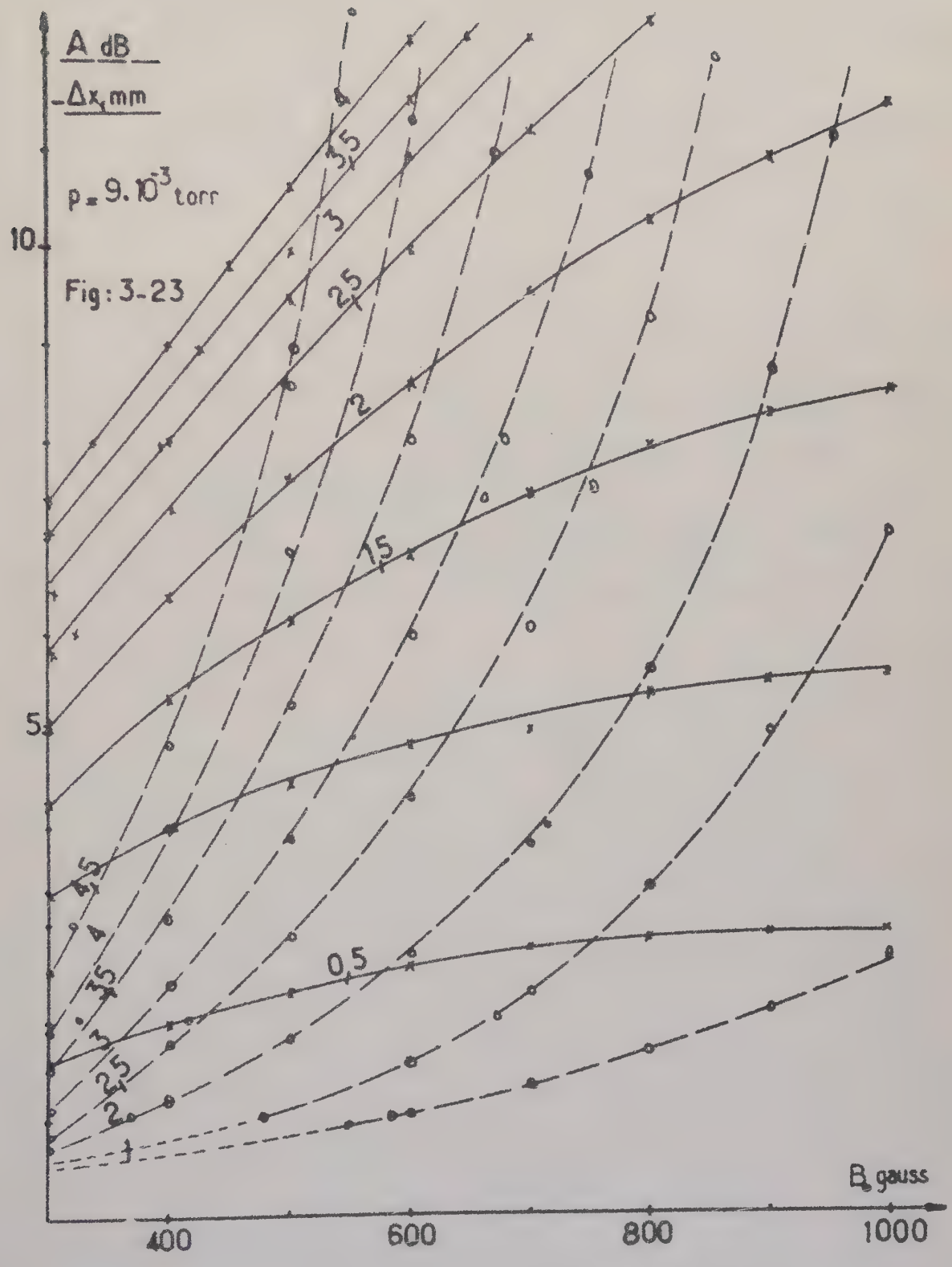

A bB
-Δx,mm
p=6.10⁻³ torr
10
5
4,5
3,5
3
2,5
2
1,5
4,5
4
3,5
3
0,5
2,5
2
1,5
1
B, gauss
400
600
800
1000

Fig. 3-20


A
-Δx, mm
p= 7. 10^-3 torr
Fig:3-21
10
5
4,5
3,5
3
2,5
2
1,5
1
0,5
B, gauss
400
600
800
1000


A dB
-Δx, mm
p=8.10⁻³ torr
Fig: 3.22
10
5
4
3
2,5
2
4,5
1,5
1
3,5
3
2,5
0,5
2
1,5
1
B, gauss
400
600
800
1000


A dB
-Δx, mm
p = 9.10⁻³ torr
Fig: 3-23
10
5
3,5
3
2,5
2
1,5
0,5
4,5
4
3,5
3
2,5
2
1
B, gauss
400
600
800
1000

La correspondance parfaite du déphasage et de l'atténuation pour un point donné (I, p , B_o) , quelle que soit la méthode de mesure, (en fonction de I, de B_o ou de p) autorise l'interprétation des résultats expérimentaux en fonction d'une seule variable, I par exemple.

A partir de là, il est alors facile d'en déduire les variations en fonction des autres paramètres de la décharge (B_o , p).

- REFERENCES -

1 . - J. VIRMONT, Rapport P.M.I. 284 B, Octobre 1965, Ecole Polytechniqu Paris.

2 . - M. FITAIRE, Les sondes électrostatiques et leurs applications Cours D.E.A. Physique des milieux ionisés Orsay, 1965/1967.

3 . - M.Cl. TROUILLOUX, D.E.S. Sciences physiques, Orsay 1965.

4 . - Cl. CESARI, Thèse 3ème cycle, Orsay 1966.

5 . - A. BOTTREAU, Cl. MARZAT, C.R. Acad. Sci. 266 B , 1968 p. 703.

6 . - Cl. MARZAT, Thèse doctorat ès-sciences physiques , Bordeaux (à paraître).

7 . - C.M.F. BRACHET, P.L. VASSEUR, 5° C.I.P.I.G. Munich, 1961 p. 1370.

-:-:-:-:-:-:-:-

CHAPITRE 2-4

INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

I. - DOMAINE D'ETUDE. -

Nous avons vu que pour être dans de bonnes conditions expérimentales, le champ magnétique de confinement devait être supérieur ou égal à 600 Gauss.

Au dessous de 600 Gauss, le plasma devient peu à peu cylindrique, forme incompatible pour un diagnostic avec notre optique focalisante. Je ne ferai donc cette étude qu'entre 600 et 1000 Gauss.

Par ailleurs, je n'étudierai que les pressions de 3,5,7 et 9.10^{-3} Torr, les pressions intermédiaires pouvant éventuellement être obtenues par le lecteur.

Je supposerai également les fréquences de collisions négligeables ($\nu/\omega \ll 1$), hypothèse qui se justifie parfaitement, comme nous l'avons vu pour les plasmas à très bassespressions auxquels appartient la décharge réflex.

II. - APPROXIMATION D'UNE DISTRIBUTION EN CRENEAU . -

La lame à faces parallèles homogène est la distribution la plus simple que je puisse envisager.

L'équation donnant le coefficient complexe de transmission est alors connue en fonction de la constante de propagation (chapitre I-2 § II-1).

Des abaques (chapitre I-2 figures 3-6 et 3-7) ont été tracés dans le cas des permittivités inférieures à l'unité, donc applicables aux plasmas où la permittivité est donnée dans le cas d'une distribution en créneau par : $(\overline{E_{UHF}} \;//\; Bo)$

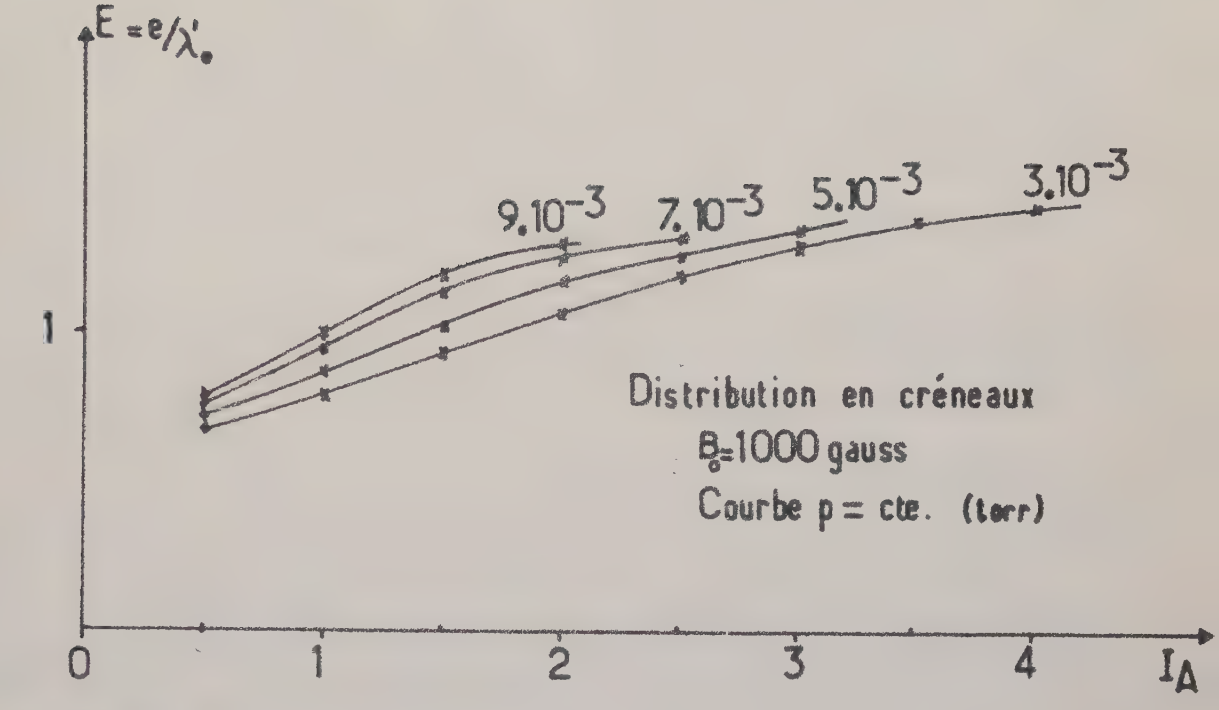
$$\varepsilon = 1 - \frac{N(o)\, e^2}{m\, \varepsilon_o\, \omega^2} = 1 - \frac{N(o)}{N_c} = 1 - X(o)$$

Il suffit de porter sur ces abaques $|T|^2$ et $\Delta x_1/\lambda_o = \Delta X_1$;le point correspondant à ces valeurs donnera directement l'épaisseur et la permittivité cherchée(ayant tracé les courbes ε= Cte et $E = e/\lambda'_o$ = Cte).

II-1 : Résultats obtenus :

A partir des résultats expérimentaux, j'ai étudié les variations $\varepsilon(o)$et $E_{eq} = \frac{e_{eq}}{\lambda'_o}$ en fonction de l'intensité de la décharge, de la pression et du champ magnétique de confinement , en tenant compte de la variation de longueur d'onde entre lentilles.

Je donne un exemple de cette étude figure 4-1.


E = e/λ'o
9.10-3
7.10-3
5.10-3
3.10-3
1
Distribution en créneaux
B0=1000 gauss
Courbe p = cte. (torr)
0
1
2
3
4
IA

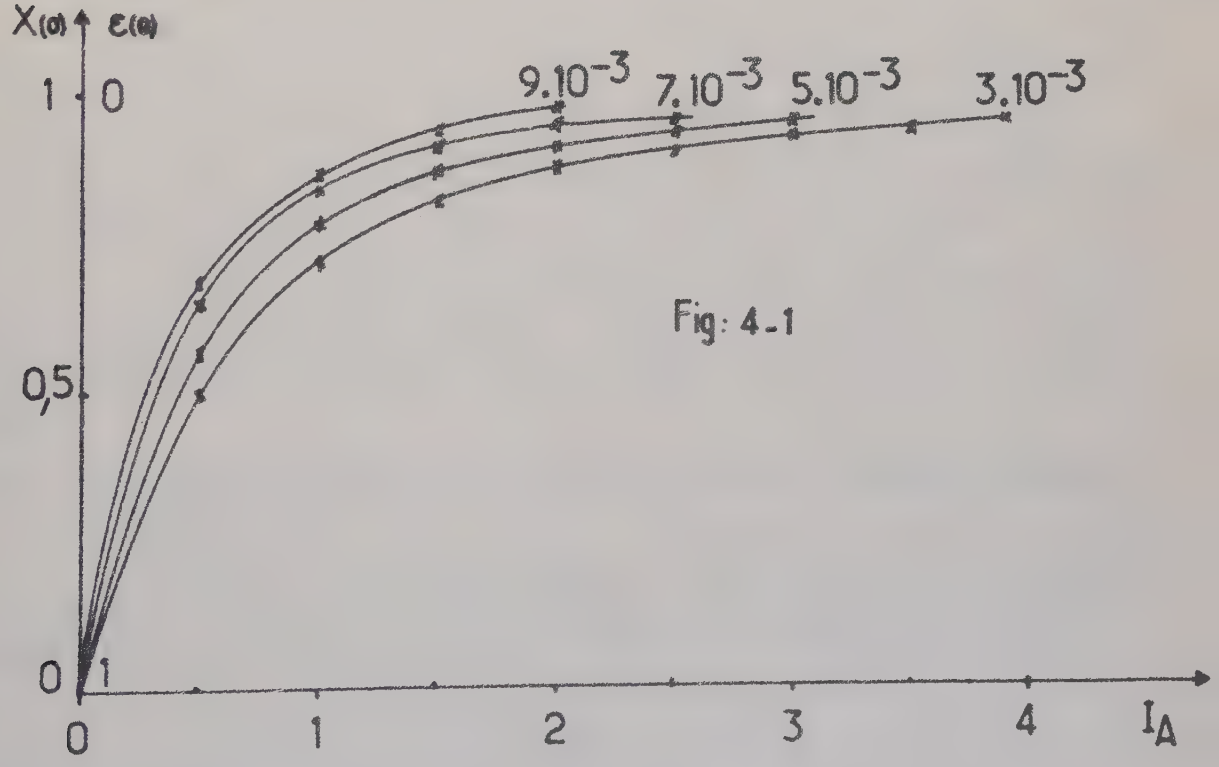

X(α)
ε(α)
1
0
9.10-3
7.10-3
5.10-3
3.10-3
0,5
0
1
0
1
2
3
4
IA

Fig: 4-1

Les résultats obtenus nous montrent que lorsque l'on assimile le plasma à une lame à faces parallèles homogène , la " coupure " ($N_c = \frac{m\,\varepsilon_0\,\omega^2}{e^2} = 1{,}33\ 10^{13}$ el/cm^3 à notre fréquence de travail) n'est pas atteinte. Pour l'atteindre il faudrait en effet, pour une épaisseur équivalente, égale à la longueur d'onde, faire des mesures à 11 dB, alors que pour une épaisseur de deux longueurs d'onde cette atténuation est de 16 dB.

J'ai volontairement limité mes mesures à 12 dB (au delà de cette atténuation les mesures sont trop imprécises) et l'épaisseur équivalente du plasma est de l'ordre (ou supérieure) à $3\lambda'_0/2$, il est donc normal que dans ces conditions je n'obtienne pas la "coupure".

Ces résultats approchés peuvent cependant permettre certaines conclusions :

1°) L'épaisseur croît avec le courant de décharge, la pression et le champ magnétique. Pour ce dernier paramètre, l'épaisseur équivalente qui croît pour des courants relativement forts, varie très peu, voire même, semble décroître pour les faibles courants, confirmant ainsi parfaitement les mesures de sondes faites à 0,5 A.

2°) Il semblerait que la densité électronique directement liée à la permittivité ($\varepsilon(o) = 1 - N(o)\ e^2/m\ \varepsilon_0\ \omega^2$) croît d'abord assez rapidement en fonction de l'intensité, puis beaucoup plus lentement à partir d'un certain débit, comme s'il y avait une saturation ou un changement de régime.

Les variations en fonction de la pression montrent que ε, donc N augmentent d'une manière linéaire avec celle-ci pour des courants élevés, alors que pour de faibles intensités, les courbes obtenues sont paraboliques.

En fonction du champ magnétique, il semblerait qu'il y ait une saturation pour les champs élevés - ce qui indiquerait, que jusqu'à une certaine valeur, l'influence du confinement est importante sur le nombre d'électrons par unité de volume dans le plasma, alors que pour des champs élevés, l'émission électronique est telle, que le champ magnétique ne peut plus influencer les électrons émis dans des directions obliques . Ils doivent directement contribuer au courant de décharge en tombant sur les anodes. Seuls les électrons émis suivant l'axe de la décharge peuvent alors pénétrer dans le plasma et y demeurer, ce qui expliquerait cette saturation.

Cette méthode approchée ne donne qu'une idée qualitative du phénomène physique ; nous pouvons cependant considérer les valeurs de la densité électronique obtenue par cette méthode , comme étant inférieures à la densité électronique réelle, ce qui laisse présager que j'obtiens en fait la "coupure"

III. - RESOLUTION DES EQUATIONS DE PROPAGATION DANS DES MILIEUX A GRADIENT DE PERMITTIVITE. -

Suivant la forme et la largeur de la variation de la permittivité d'un milieu quelconque, de nombreux auteurs {7-8 et de 11 à 27 }ont donné la solution des équations de propagation dans des milieux à gradient de permittivité. En 1962 R.G. NICOLL et J. BASU {9} ont utilisé la méthode de

calcul numérique de RUNGE-KUTTA pour obtenir les coefficients de transmission et de réflexion dans les cas de distributions en créneau , triangulaire et demi-cosinus.

Dans mon cas, où le plasma est de faible épaisseur, et pour lequel la permittivité varie rapidement suivant une loi interdisant toute résolution mathématique, seule une méthode de calcul numérique peut permettre d'envisager l'interprétation des résultats expérimentaux.

La méthode que j'ai utilisée diffère cependant de celle employée par G.R. NICOLL et J. BASU. J'ai employé une méthode du type de RUNGE-KUTTA (à pas séparés) de rang 4, utilisant les formules optimales proposées par le Professeur KUNTZMANN {26} dont une étude détaillée est donnée dans l'ouvrage qu'il a écrit en collaboration avec F. CESCHINO {25}.

Cette méthode permet de résoudre des équations différentielles du type :

$$x^{(p)} = F\,(x^{(p-1)},\ x^{(p-2)},\ \ldots\ x,\ t)$$

à partir de conditions initiales connues : $x_o^{(p-1)}$, $x_o^{(p-2)}$,..... x_o, t_o.

Elle permet d'obtenir les solutions de l'équation de propagation (qui est une équation différentielle du second ordre).

Le principe de la méthode est le suivant :

- On choisit un pas h, et à partir des conditions initiales, on calcule de proche en proche, en utilisant les relations proposées par F. CESCHINO et J. KUNTZMANN {25}, les valeurs des dérivées et de la fonction à l'extrémité du pas h . Les valeurs obtenues sont alors prises comme valeurs initiales pour effectuer le calcul sur le pas suivant, et ainsi de suite, jusqu'à l'extrémité de l'intervalle d'intégration.

Dans mon cas particulier (méthode de rang 4) les calculs intermédiaires sur un pas se font (si on appelle t_o la valeur initiale) pour $t_\alpha = t_o + h\,\theta_\alpha$ où $\alpha = 0,1,2,3,4$ et $\theta_o = 0$. Les coefficients $\theta_1 = 2/5$ et $\theta_2 = 3/5$ ont été déterminés de manière à minimiser les constituants de l'erreur sur un pas ; $\theta_3 = \theta_4 = 1$ permettent une représentation exacte de $x^{(p-1)}$ jusqu'au terme h^4 inclus.

Les tableaux des différents coefficients à utiliser dans les relations proposées par CESCHINO et KUNTZMANN, sont donnés dans leur ouvrage {25}.

Cette méthode permet de calculer le champ électrique E satisfaisant à l'équation de propagation. Elle demande néanmoins la connaissance des valeurs initiales au début de l'intervalle d'intégration. Elle tient compte par ailleurs de la continuité de E, puisque les valeurs obtenues à l'extrémité d'un pas h , sont celles utilisées comme valeurs initiales pour le pas suivant.

Dans l'équation de propagation que nous avons à résoudre :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = -\beta_o^2\ \varepsilon(z)\ E \qquad (4\text{-}1)$$

la permittivité est une fonction de z qui sera en général complexe :

$\varepsilon(z) = \varepsilon'(z) - j\,\varepsilon''(z)$, le champ électrique sera par conséquent complexe et nous l'écrirons $E = E' + jE''$

En portant ces valeurs dans l'équation 4-1 et en séparant la partie réelle et la partie imaginaire, nous obtenons deux équations différentielles du second ordre :

$$\frac{\partial^2 E'}{\partial z^2} = -\beta_o^2 \left[\varepsilon'(z)E' + \varepsilon''(z)E'' \right]$$
$$\frac{\partial^2 E''}{\partial z^2} = -\beta_o^2 \left[\varepsilon'(z)E'' - \varepsilon''(z)E' \right] \qquad (4\text{-}2)$$

que nous devons résoudre simultanément.

En avant du milieu nous sommes en présence de deux ondes : l'onde incidente et l'onde réfléchie. Au délà du milieu une seule onde est transmise.

Ne connaissant pas a priori, la part de l'onde incidente et la part de l'onde réfléchie dans l'onde résultante en avant du milieu, j'utiliserai l'onde transmise comme onde de référence (qui est seule au delà du milieu) pour déterminer les conditions initiales.

Il suffira alors de prendre comme sens positif pour l'intégration le sens négatif de la propagation *

Dans ces conditions, en admettant que le milieu à étudier est plongé dans le vide, l'onde transmise s'écrit :

$$\overline{E_t} = E_t \, e^{j(\omega t + \beta_o z)}$$

alors qu'à l'autre extrémité du domaine d'intégration (correspondant à l'épaisseur du plasma) la méthode de calcul numérique que j'utilise donnera un champ $E = E' + j E''$ qui sera la somme :

du champ incident : $\overline{E_i} = E_i \, e^{j(\omega t + \beta_o x)}$

et du champ réfléchi : $\overline{E_r} = E_r \, e^{j(\omega t - \beta_o x)}$

Si nous prenons comme origine le plan médian du plasma, nous pouvons alors poser comme condition initiale pour le champ électrique :

$$E_t = E(-e/2) = 1 \quad \text{et} \quad E''_t = E''(-e/2) = 0$$

la dérivée du champ électrique par rapport à z vaut alors :

$$\frac{\partial E_t}{\partial z} = j \beta_o E_t \quad , \text{ que je pose égal à } \quad e_t = e'_t + j e''_t$$

ce qui conduit à $e'_t = e'(-e/2) = 0$ et $e''_t = e''(-e/2) = \beta_o$

---

* *Je n'utiliserai pas ici E^+ et E^- pour les notations du champ électrique qui pourraient amener une confusion (le sens positif de propagation correspondant au sens négatif dpour l'intégration).*

Les valeurs initiales de E_t et de sa dérivée étant connues, je peux alors remonter de proche en proche par la méthode du type de RUNGE-KUTTA jusqu'au champ $E(\ell/2) = E_i + E_r$ et à sa dérivée.

Il faut maintenant de $E'(\ell/2)$ et de $E''(\ell/2)$ déduire les coefficients de transmission et de réflexion complexes.

Pour cela posons :

$$E_i = A\, e^{j\phi} \qquad \text{et } E_r = B\, e^{j\theta} \qquad (4\text{-}3)$$

E_t étant égal à l'unité nous aurons :

$$|T| = \frac{1}{A} \quad , \text{Arg } (T) = \phi$$

et

$$|R| = \frac{B}{A} \quad , \text{Arg } (R) = \phi - \theta = \psi \qquad (4\text{-}4)$$

Compte tenu de (4-3), nous aurons donc :

$$E' = A\cos\phi + B\cos\theta$$
$$E'' = A\sin\phi + B\sin\theta$$
$$e' = \beta_o\,(-A\sin\phi + B\sin\theta)$$
$$e'' = \beta_o\,(A\cos\phi - B\cos\theta)$$

Ces équations, compte tenu de (4-4) conduisent alors à :

$$|T|^2 = \frac{1}{A^2} = \frac{(2\beta_o)^2}{(\beta_o E' + e'')^2 + (\beta_o E'' - e')^2}$$

$$\phi = \text{Arc tg}\ \frac{\beta_o E'' - e'}{\beta_o E' + e''}$$

$$|R|^2 = \left(\frac{B}{A}\right)^2 = \frac{(\beta_o E' - e'')^2 + (\beta_o E'' + e')^2}{(\beta_o E' + e'')^2 + (\beta_o E'' - e')^2}$$

$$\psi = -\text{Arc tg}\ \frac{\beta_o E'' + e'}{\beta_o E' - e''} + \text{Arc tg}\ \frac{\beta_o E'' - e'}{\beta_o E' + e''}$$

Ces équations dépendent directement de la longueur d'onde par le terme β_o. On peut s'en affranchir en opérant comme nous l'avons fait dans la première partie pour l'établissement des tables.

Pour cela il suffit de prendre les variables en unité de longueur d'onde c'est-à-dire que nous poserons :

$$Z = \frac{z}{\lambda_o} \quad , E = \frac{e}{\lambda_o} \quad , \qquad \text{et } \beta_o = 2\pi$$

Les relations précédentes deviennent dans ces conditions :

$$|T|^2 = \frac{(4\pi)^2}{(2\pi E' + e'')^2 + (2\pi E'' - e')^2} \qquad (4\text{-}5)$$

$$\phi = \text{Arc tg} \frac{2\pi E'' - e'}{2\pi E' + e''}$$

$$|R|^2 = \frac{(2\pi E' - e')^2 + (2\pi E'' + e')^2}{(2\pi E' + e'')^2 + (2\pi E'' - e')^2}$$

$$\psi = - \text{Arc tg} \frac{2\pi E'' + e'}{2\pi E' - e''} + \text{Arc tg} \frac{2\pi E'' - e'}{2\pi E' + e''}$$

Ces relations sont en parfait accord avec celles données par R.G. NICOLL et J. BASU {9} , je les utiliserai dans la suite de ce travail, puisqu'elles permettent de donner des résultats généraux indépendants de la longueur d'onde.

Sur le plan pratique, nous avons vu dans le chapitre II-1 que dans de nombreux cas, nous pouvions négliger les fréquences de collision, (du moins pour des plasmas froids tel que celui que nous avons réalisé). Pour un sondage transverse avec $\underline{E}_{UHF} // B_o$, la permittivité en un point d'abscisse z s'exprime alors simplement par la relation :

$$\varepsilon'(Z) = 1 - X(z) \quad (\varepsilon''(Z) = 0) \qquad (4\text{-}6)$$

Les équations de propagation à résoudre sont littéralement identiques et s'écrivent, compte tenu de (4-6) :

$$\frac{\partial^2 E'}{\partial Z^2} = - (2\pi)^2 (1 - X(Z)) E' \qquad (4\text{-}7)$$

$$\frac{\partial^2 E''}{\partial Z^2} = - (2\pi)^2 (1 - X(Z)) E''$$

Le calcul numérique donnera cependant des résultats différents, puisque les valeurs initiales sont différentes pour chacune de ces deux équations et valent respectivement $E'_t = 1$; $e'_t = 0$ d'une part et

$E''_t = 0$; $e''_t = 2\pi$ d'autre part.

Enfin, pour éviter tout calcul, j'ai calculé non pas ϕ et ψ mais $\Delta X_1 = \frac{\phi}{2\pi} - L$ et $\Delta X_2 = \frac{\psi}{4\pi} - \frac{L}{2}$ qui correspondent aux déplacements des cornets (en unité de longueur d'onde), pour les mesures de transmission d'une part et les mesures de réflexion {27}d'autre part, L étant la longueur de l'intervalle d'intégration.

En conservant la convention de signes que nous avons faite sur Δx_1 (et Δx_2) dans la première partie de ce travail, nous voyons que pour les plasmas, ΔX_1 sera négatif ($\varepsilon' < 1$) . Pour des raisons de commodité ('formats" de sortie) l'ordinateur nous donnera $DX_1 = - \Delta X_1$ et $DX_2 = - \Delta X_2$.

Notons enfin que les résultats donnés par l'ordinateur étant calculés à partir de β_o , nous devrons, pour tenir compte de la variation de longueur d'onde dans le système focalisant (chapitre I-5), faire la transformation pour $\varepsilon(Z) = f (\varepsilon(o))$ $\varepsilon(o) = 0,9516 \ \varepsilon_r (o)$ qui conduit pour $X(Z) = F (X(o))$ à $X(o) = 0,9516 \ X_r (o) - 0,0484$.

La valeur donnée par l'ordinateur étant la valeur relative $X_r(o)$.

Nous avons utilisé de nombreuses méthodes pour contrôler la précision de nos calculs. Elle est de l'ordre de 10^{-6} aussi bien sur le calcul du coefficient de transmission, que sur celui du coefficient de réflexion.

Le programme est écrit en langage FORTRAN IV, modèle 44 P.S - Version II - Level 1.

Finalement, sur le tableau donné par l'ordinateur I.B.M. 360-44, nous trouvons (pour une forme de distribution déterminée $X(z) = f(X(o))$, et qui est inscrite en tête de chaque tableau) successivement les colonnes :

$$X(o) = N(o) \ \frac{e^2}{m \ \omega^2 \ \varepsilon_o}$$

$$DX_1 = - \Delta X_1 = \frac{-\Delta x_1}{\lambda_o}$$

$|T|^2$ ainsi que l'atténuation A en dB

$$DX_2 = - \Delta X_2 = \frac{-\Delta x_2}{\lambda_o}$$

et $|R|^2$ qui est le carré du module de coefficient de réflexion.

IV. - CALCULS PRELIMINAIRES - CONTROLE DU PROGRAMME DE CALCUL. -

Afin de tester la méthode de calcul utilisée j'ai commencé par étudier des formes de distributions simples dont les résultats sont connus.

IV-1 : Une distribution électronique en créneau :

Cette distribution est définie par $X(z) = X(o)$ dans toute l'épaisseur du plasma et nulle au delà. J'ai retrouvé par ce calcul les résultats que nous avions obtenus (chapitre I-4), paragraphe 4-2-2) et qui m'ont servi au début de ce chapitre à avoir des résultats approchés. Néanmoins, j'ai pu, par cette nouvelle méthode aller au delà de $X(o) = 1$, c'est-à-dire que j'ai fait les calculs pour $\varepsilon(o)$ négatif. Ces calculs sont en parfait accord avec ceux donnés par NICOLL et BASU {9} qui ont utilisé la méthode de RUNGE -KUTTA.

IV-2 : Distribution électronique en triangle :

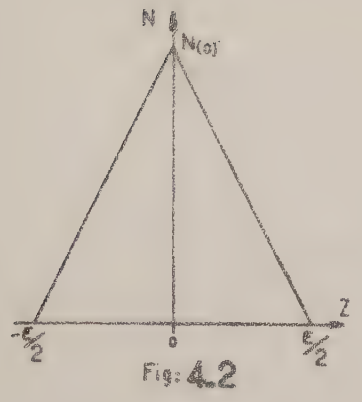


Fig: 4.2

Pour cette distribution la densité électronique obéit à la relation (figure 4-2)

$$N(z) = N(o)\left[-\frac{2}{E}|Z| + 1\right]$$

$$X(z)_1 = X(o)\left[-\frac{2}{E}|Z| + 1\right]$$

$$\text{pour } -\frac{E}{2} \leq Z \leq \frac{E}{2}$$

J'ai fait varier $X(o)$ pour des épaisseurs E variant tous les 0,2 de 0,2 à 3 et tous les 0,4 jusqu'à $E = e/\lambda_o' = 5$. J'ai arrêté mon calcul pour chaque tableau quand $|T|^2 < 10^{-4}$. Cette limite programmée permet de passer d'un tableau à un autre, c'est-à-dire , d'une épaisseur E à une autre, sans interruption et sans manipulation.

J'ai également dans ce cas, retrouvé les résultats donnés par NICOLL et BASU {9}, comme la montre la figure 4-3

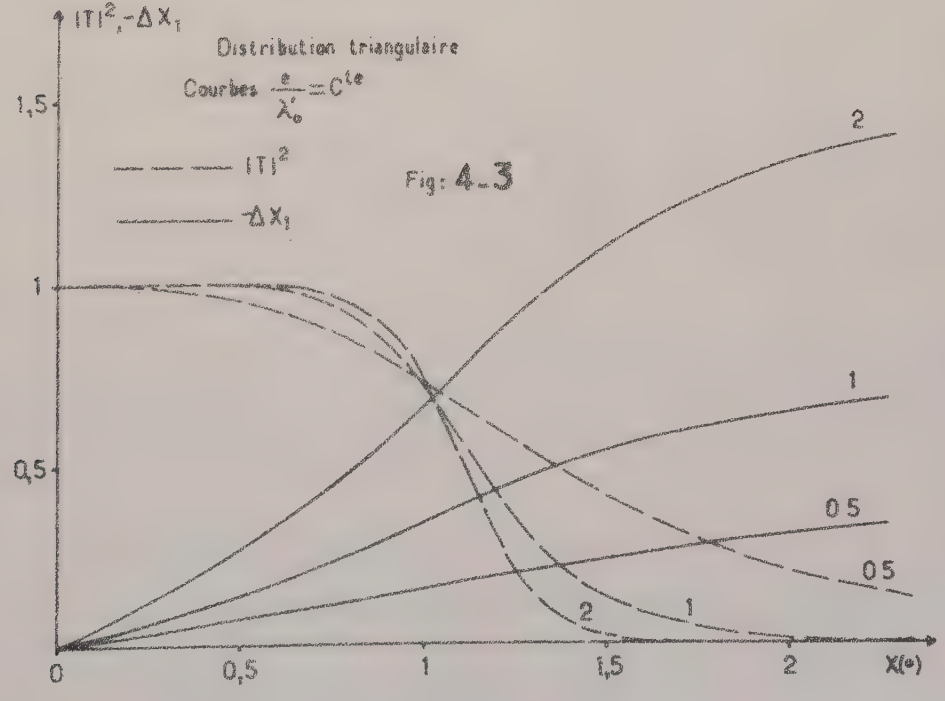


Fig: 4.3

Il est alors intéressant, à partir de ces résultats, de tracer les variations de $X(o)=(1 - \varepsilon(o))$ et de l'épaisseur E à partir des résultats expérimentaux du chapitre précédent afin de vérifier que les valeurs approchées ainsi obtenues sont comptatibles avec celles que j'ai trouvées dans le cas cù on assimile le plasma à une lame à faces parallèles (paragraphe II).

Pour cette étude, j'ai donc tracé dans le système de coordonnées $|T|^2 = f(\Delta X_1)$ les courbes $X(o) = Cte$ et $E = e/\lambda'_o = Cte$ (figure 4-4). Il suffit donc de porter les valeurs expérimentales de $|T|^2$ et de $-\Delta X_1 = -\Delta x_1/\lambda_o$ pour obtenir directement les valeurs $X(o)$ et $e/\lambda'_o = E$ recherchées.

Afin de pouvoir comparer les résultats , avec ceux obtenus dans le cas de la distribution en créneau, j'ai tracé les courbes correspondantes aux mêmes valeurs des différents paramètres.

C'est ainsi que j'ai étudié les variations de $\varepsilon(o)$ (donc $X(o)$) et de $E = \frac{e}{\lambda'_o}$ en fonction des différents paramètres de la décharge (courants de decharge, pression, champ directeur), dont je donne un exemple figure 4-5.

Les résultats obtenus vont dans le même sens que ceux que j'ai observés dans le cas de la distribution en créneau. Par ailleurs, je trouve ici des valeurs de $X(o)$ supérieures, et des épaisseurs un peu plus petites ou double de celles que j'ai obtenues dans l'hypothèse de la distribution en créneau.

IV-3 : Autres types de distributions étudiées pour le contrôle :

J'ai encore contrôlé la méthode de calcul en étudiant :

1) une distribution électronique en 1/2 cosinus dont les résultats pour E = 0,5 ; 1 et 2 sont donnés par G.R. NICOLL et J. BASU.

2) pour une distribution électronique en forme de parabole dont R. PAPOULAR a, en utilisant une méthode de calcul direct, donné les coefficients de réflexion et de transmission complexes à la "coupure nominale".

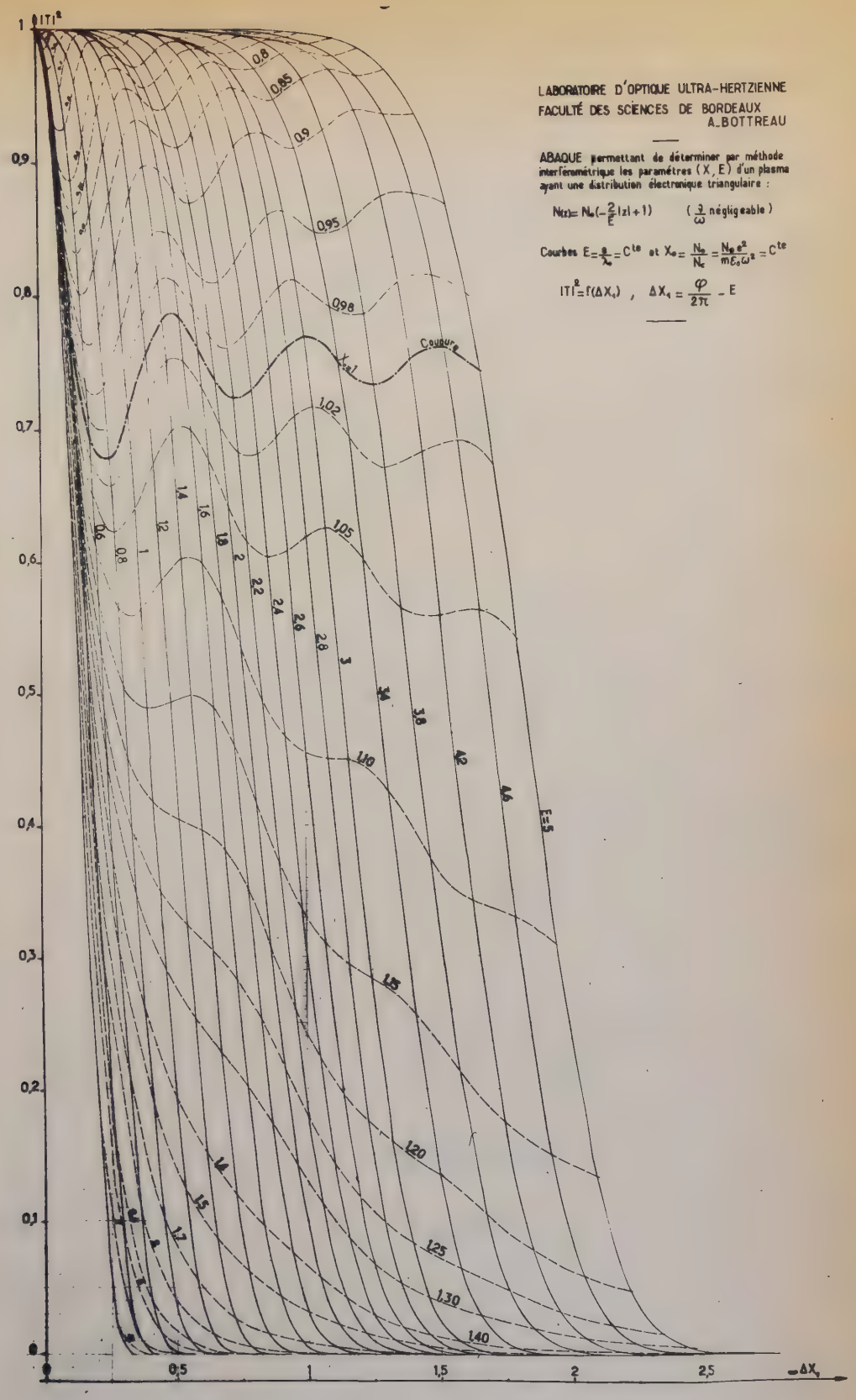
3) pour une distribution trapézoïdale où les résultats ont été donnés par Cl. MARZAT {11, 34} .

Dans tous les cas les résultats que j'ai obtenus sont en parfait accord avec ceux donnés par ces différents auteurs. Nous pouvons trouver cette étude en annexe, avec quelques autres types de distributions électroniques que j'ai étudiés, afin de permettre, dans tous les cas, un diagnostic des plasmas par méthodes interférométriques.

V. - ETUDE DE LA DISTRIBUTION REELLE DU PLASMA. -

Nous avons vu que nous pouvions admettre dans le plasma étudié que la distribution électronique était de la forme :

$$N(Z) = N(o) \frac{1}{1+k|Z|^{2,8}} = N(Z)\, N_c$$



LABORATOIRE D'OPTIQUE ULTRA-HERTZIENNE
FACULTÉ DES SCIENCES DE BORDEAUX
A. BOTTREAU

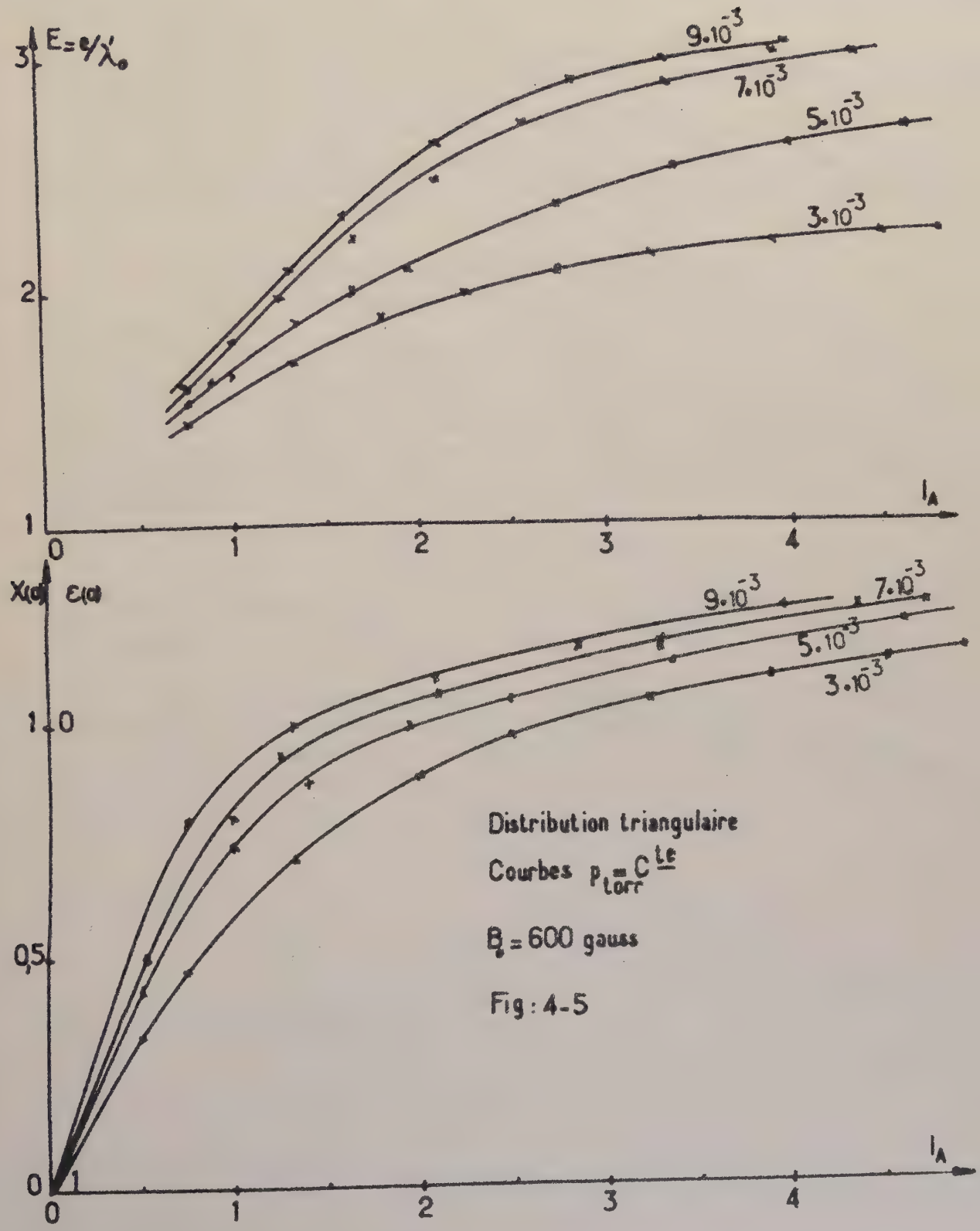
ABAQUE permettant de déterminer par méthode interférométrique les paramétres (X, E) d'un plasma ayant une distribution électronique triangulaire :

$N(z) = N_e\left(-\frac{2}{E}|z| + 1\right)$ ($\frac{\lambda}{\omega}$ négligeable)

Courbes $E = \frac{a}{\lambda_e} = C^{te}$ et $X_0 = \frac{N_0}{N_c} = \frac{N_0 e^2}{m\varepsilon_0\omega^2} = C^{te}$

$|T|^2 = f(\Delta X_1)$, $\Delta X_1 = \frac{\varphi}{2\pi} - E$

Fig: 4_4



Distribution triangulaire

Courbes $p_{torr} = C^{te}$

$B_0 = 600$ gauss

Fig : 4-5

La validité de notre méthode de calcul que nous venons de tester positivement nous permet d'envisager l'étude de cette distribution.

Le paramètre k d'évolution de la forme de la distribution a été pris pour cette étude, successivement égal à : 100, 50 ; 20 ; 15 ; 5 ; 3 ; 2 ;1,5; 1 ; 0,5 ; 0,4 ; 0,3 ; 0,2 ; 0,15 ; 0,12 ; et 0,1 donnant des courbes k = Cte sensiblement équidistantes.

Pour chaque valeur de k, un tableau est obtenu. Cet ensemble de tableaux m'a permis de tracer dans le système de coordonnées $|T|^2$,$-\Delta X_1$ ($\Delta X_1 = \frac{\Delta x_1}{\lambda_o}$) les courbes $X(o)$ et k = Cte (figure 4-6).

Les points de coordonnées $|T|^2$ et $-\Delta X_1$ qui sont des valeurs expérimentales permettent d'obtenir directement les paramètres du plasma : $X(o)$ et k donc la forme de la distribution électronique $N(z)$ proportionnelle à $X(z)$ en chaque point du plasma {29}.

V-1 : Interprétation des résultats expérimentaux :

A partir de cet abaque j'ai fait une étude systématique des résultats expérimentaux .

J'ai étudié la variation de $\varepsilon'(o)$, $X(o)$ et de k en fonction de l'intensité de la décharge (figure 4-7 à 4-11) .

A partir de ces variations, j'ai tracé, figures 4-12 à 4-16 les profils X (z) (z = $Z\lambda'_o$ où z est en mm afin d'avoir une représentation plus realiste) à intensité constante pour les différents champs magnétiques et les différentes pressions étudiées. Rappelons ici que $X(z)$ est proportionnel à $N(z)$ puisque :

$$X(z) = \frac{N(z)}{N_c} = N(z) \frac{e^2}{m\,\varepsilon_o\,\omega_m^2\,\varepsilon_o\,\omega^2}$$

pour notre fréquence de travail nous avons $N_c = \frac{m\,\varepsilon_o\,\omega_m^2\,\varepsilon_o\,\omega^2}{e^2} = 1{,}33 \cdot 10^{13}$ eℓ/cm^3

par conséquent : $N(z)_{(e\ell/cm^3)} = 1{,}33 \cdot 10^{13}\, X(z)$

Ces courbes permettent de voir l'évolution de la distribution électronique, en fonction notamment, du courant de décharge.

Dans le même but, j'ai tracé (figure 4-7 à 4-11) la variation de la largeur à mi hauteur ($E_{1/2}$) des courbes de distribution électronique, définie par =

$$\frac{N(o)}{2} = \frac{N(o)}{1 + k\,|Z_{1/2}|^{2,8}}$$

qui conduit à :

$$|Z_{1/2}|^{2,8} = \frac{1}{k} \quad \text{et} \quad E_{1/2} = 2\,Z_{1/2}$$

Tous nos calculs étant faits en unité de longueur d'onde, l'épaisseur à mi-hauteur du plasma en mm vaut :

$$\left(\frac{e_{mm}}{\lambda'_{o\ mm}}\right)_{1/2} = E_{1/2} \quad \text{soit} \quad e_{1/2} = E_{1/2}\,\lambda'_{o\ mm}$$

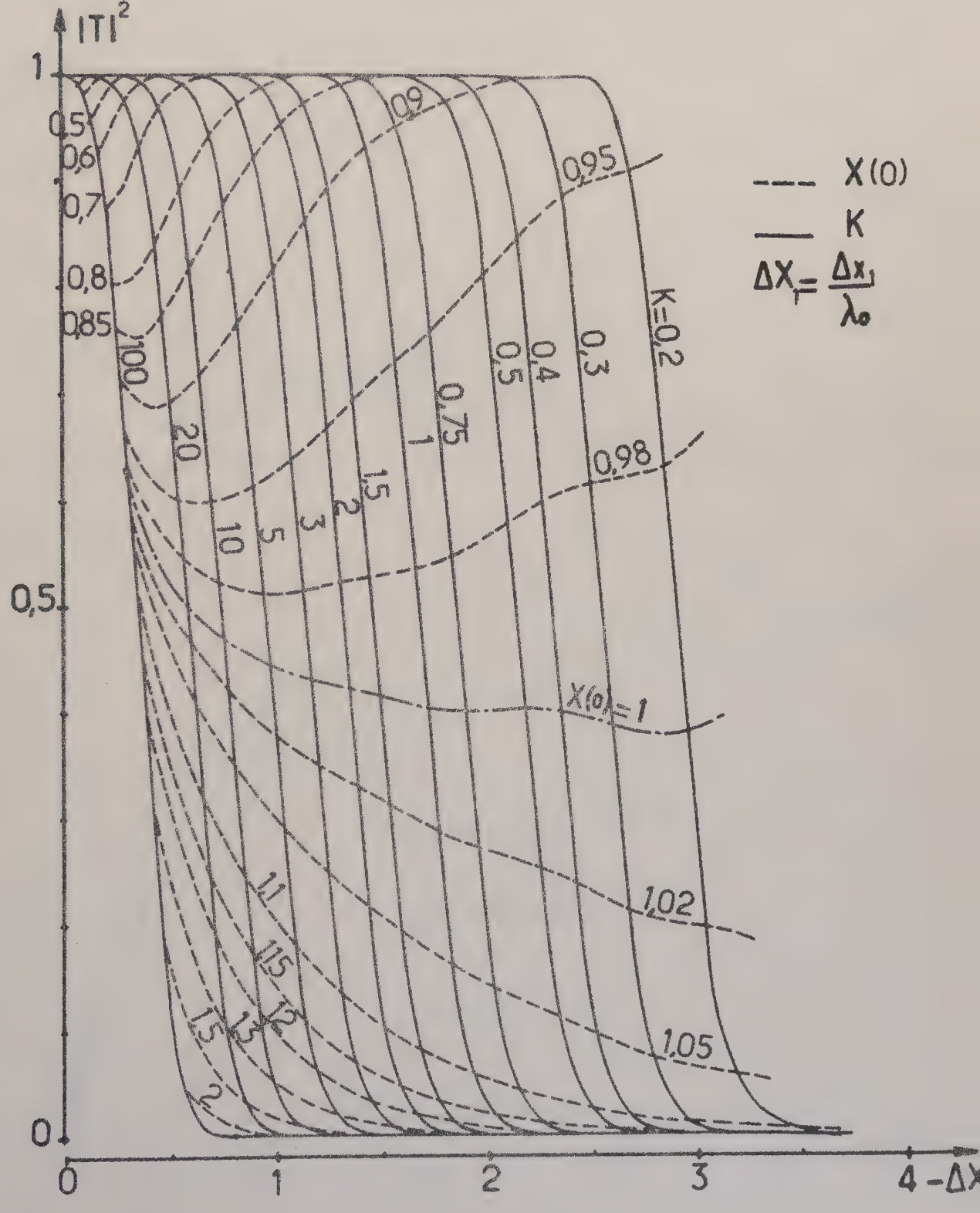
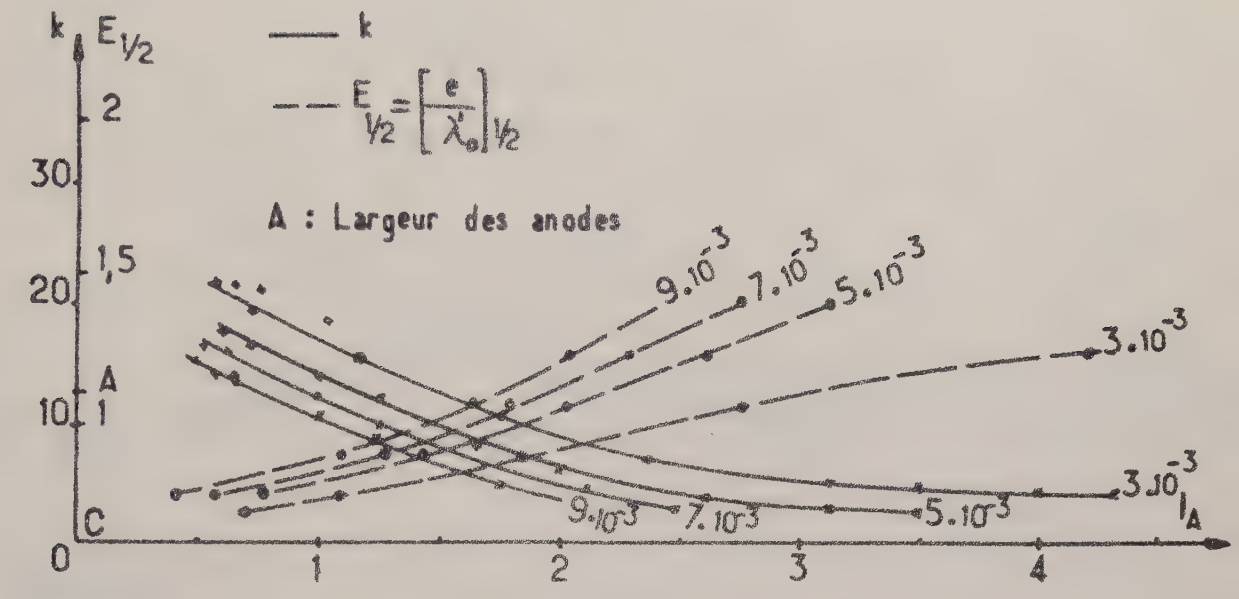

|T|²
1
0,5
0,6
0,7
0,8
0,85
0,5
0
0
1
2
3
4 -ΔX
X(0)
K
ΔX = Δx / λ₀
0,9
0,95
0,98
1,02
1,05
X(0)=1
K=0,2
0,3
0,4
0,5
0,75
1
1,5
2
3
5
10
20
100
1,1
1,15
1,2
1,3
1,5
2

Fig : 4 - 6


k
E1/2
k
E1/2 = [e/λ̄o]1/2
A : Largeur des anodes
9.10-3
7.10-3
5.10-3
3.10-3
3.10-3
9.10-3
7.10-3
5.10-3
A
C
IA

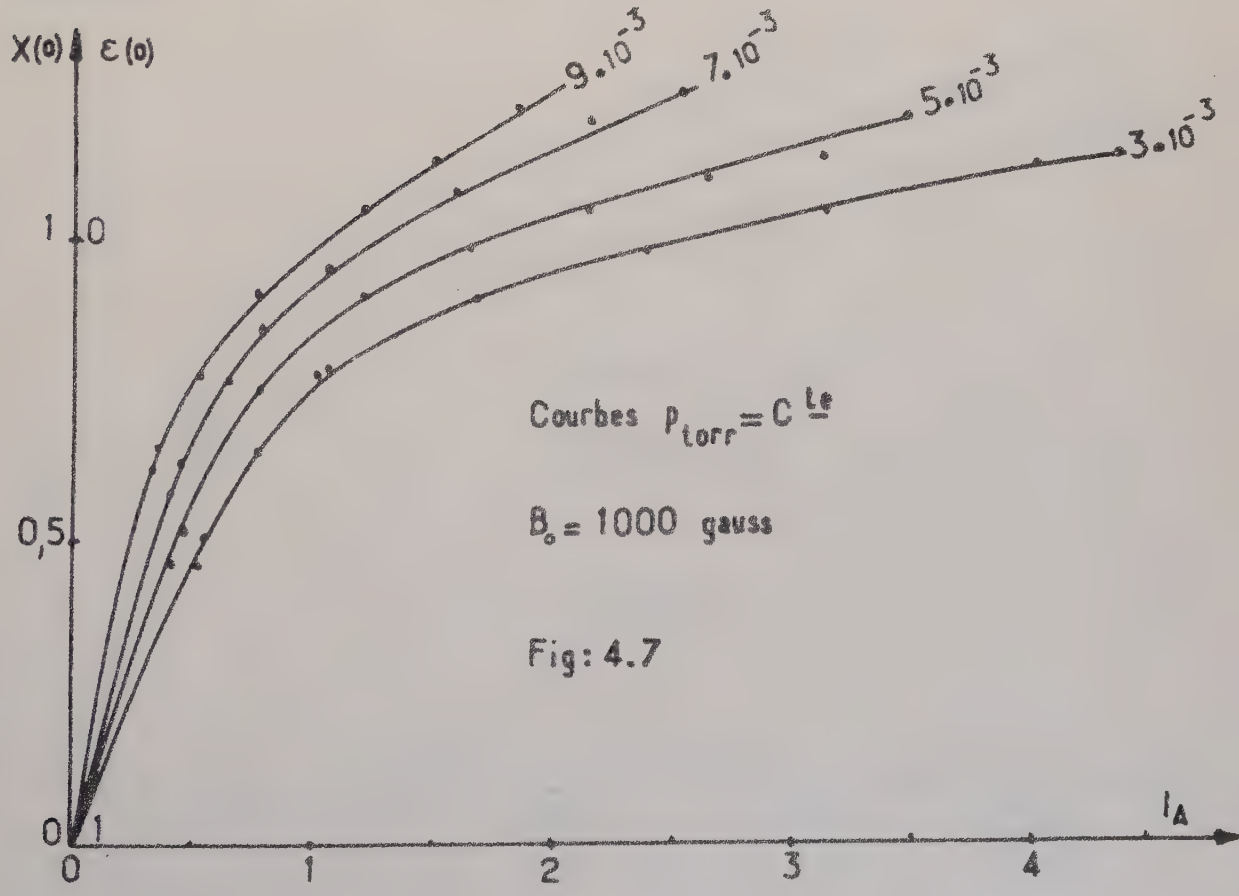
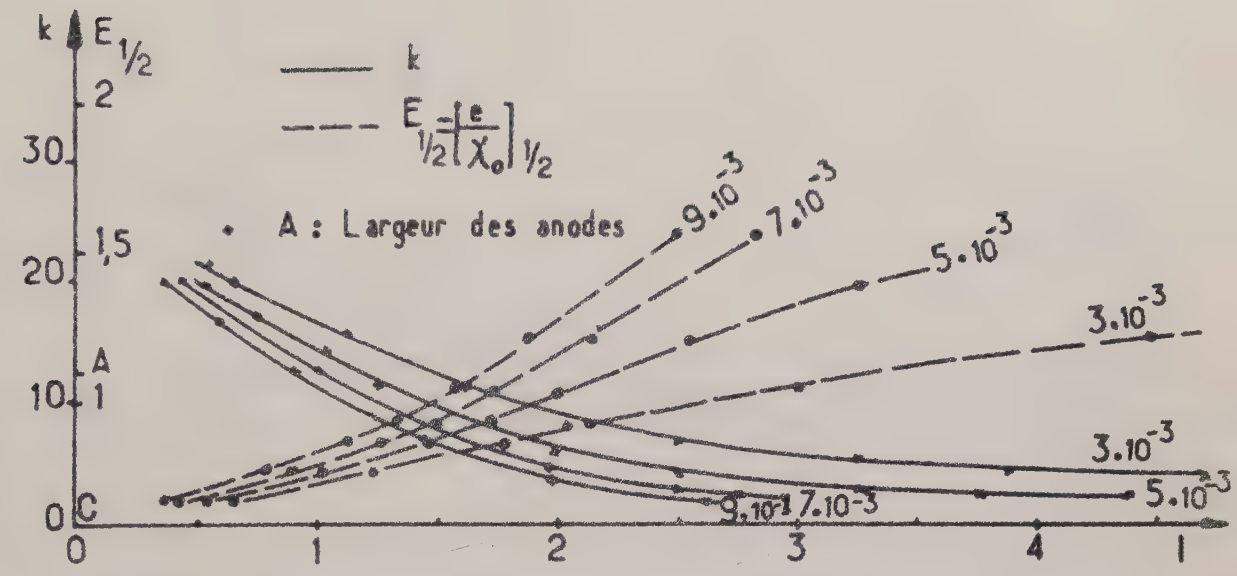

X(o)
ε(o)
9.10-3
7.10-3
5.10-3
3.10-3
Courbes Ptorr = C Le
Bo = 1000 gauss
IA

Fig: 4.7


k
E 1/2
2
30
1,5
20
A
1
10
C
0
k
E 1/2 = [e/X0] 1/2
A : Largeur des anodes
9.10-3
7.10-3
5.10-3
3.10-3
3.10-3
5.10-3
9.10-3
7.10-3
0
1
2
3
4
l

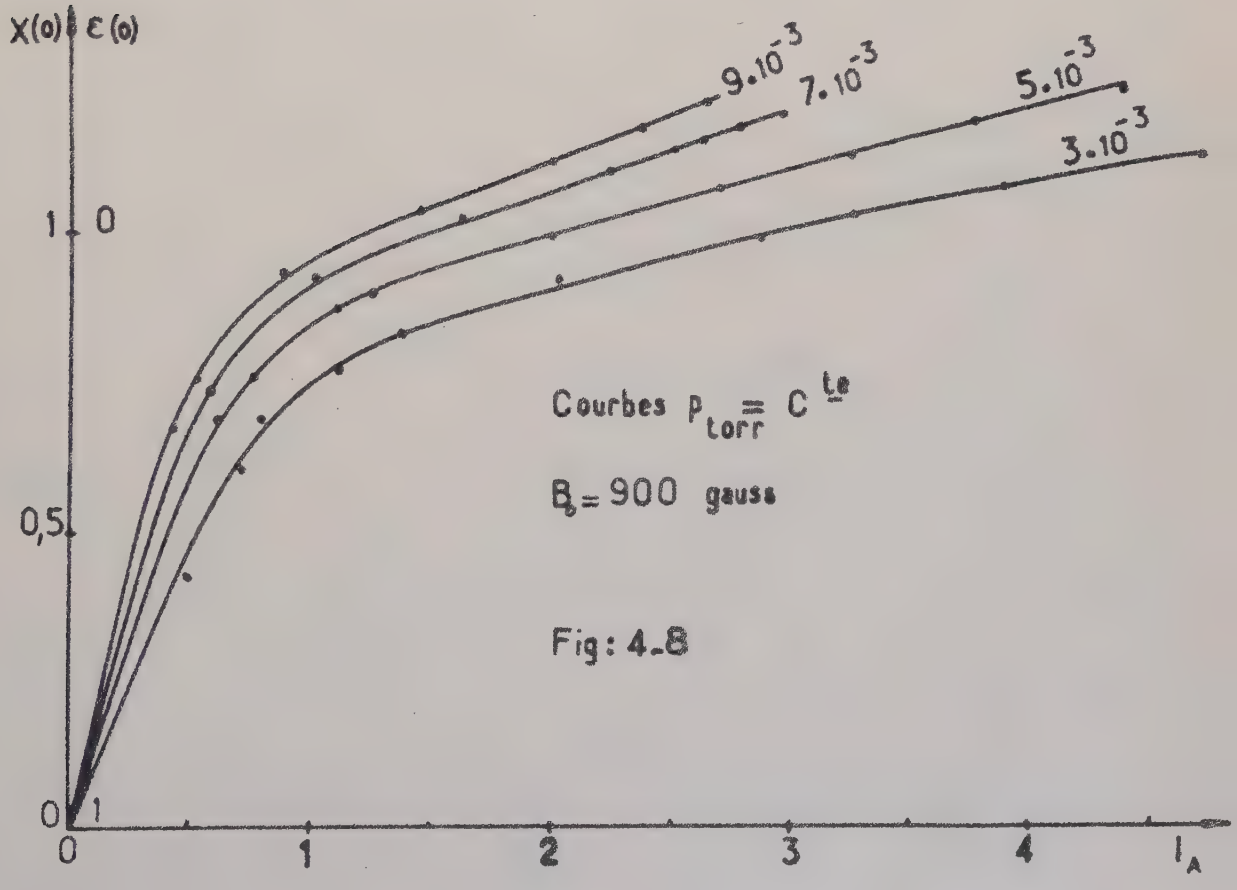
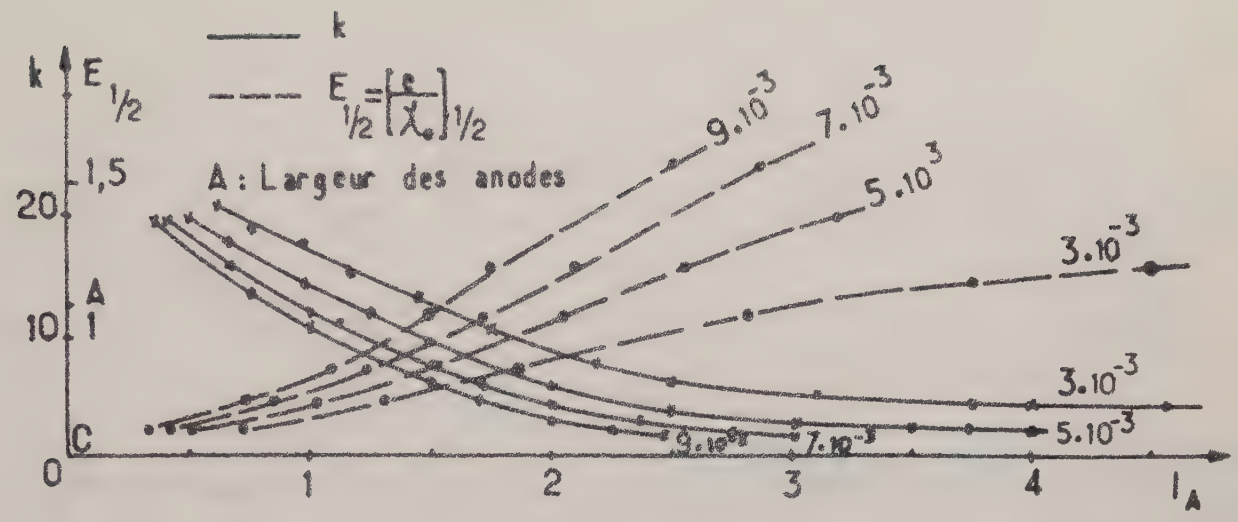

X(o)
ε(o)
1
0
0,5
0
1
9.10-3
7.10-3
5.10-3
3.10-3
Courbes p torr = C te
B = 900 gauss
0
1
2
3
4
lA

Fig: 4.8


k
$E_{1/2}$
$E_{1/2}=\left[\frac{e}{\lambda_e}\right]^{1/2}$
A : Largeur des anodes
1,5
A
1
C
20
10
0
1
2
3
4
I_A
9.10^{-3}
7.10^{-3}
5.10^{-3}
3.10^{-3}

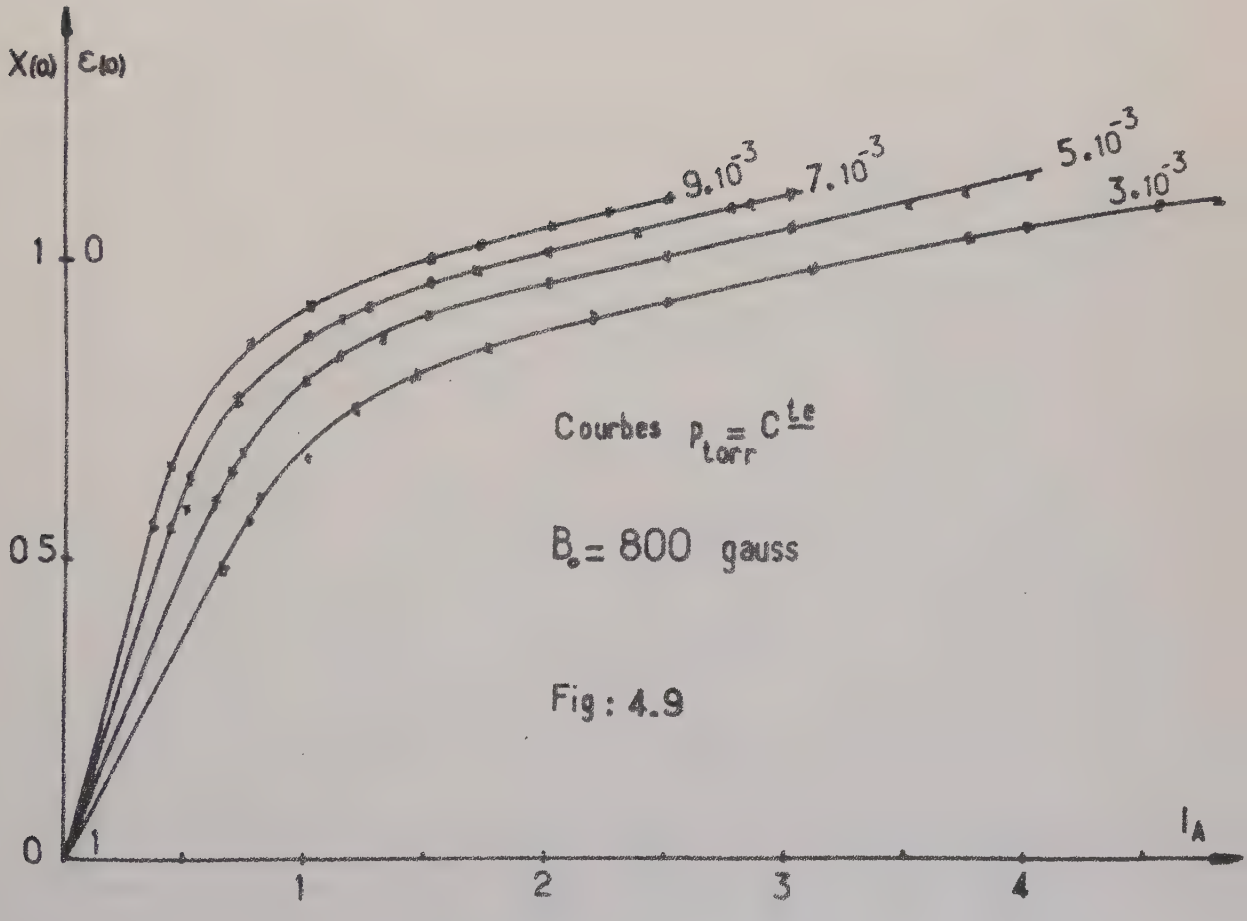
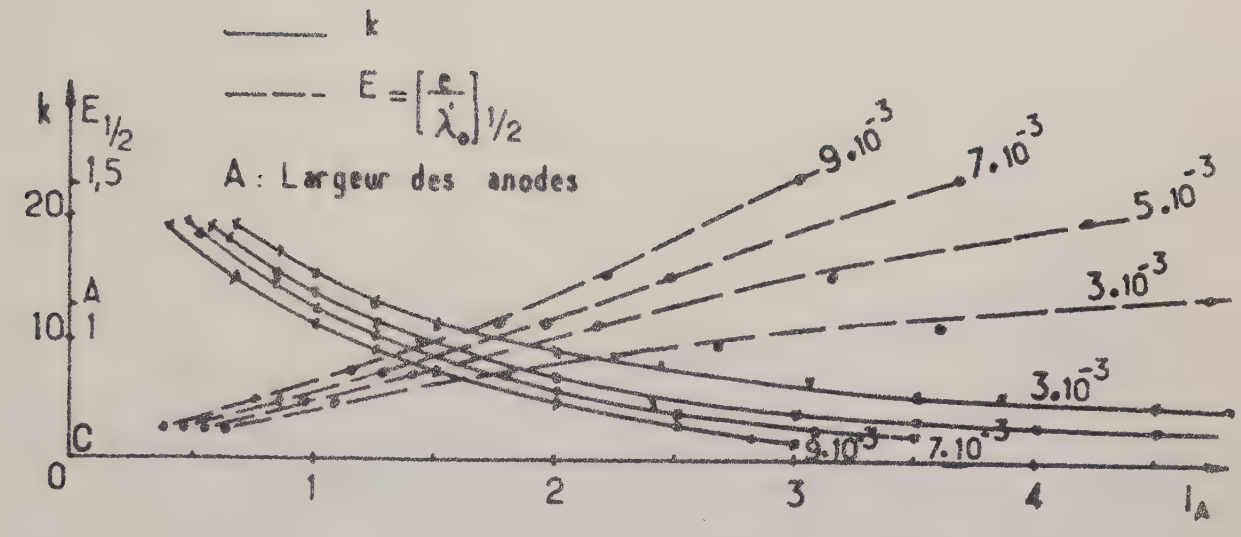

X(α) ε(α)
1
0
0,5
0
1
2
3
4
I_A
9.10^{-3}
7.10^{-3}
5.10^{-3}
3.10^{-3}
Courbes $p_{torr} = C^{te}$
$B_o = 800$ gauss

Fig : 4.9


k
$E = \left[\frac{e}{\lambda_0}\right]^{1/2}$
A : Largeur des anodes
k
$E_{1/2}$
1,5
20
A
10
1
C
0
1
2
3
4
I_A
9.10^{-3}
7.10^{-3}
5.10^{-3}
3.10^{-3}
3.10^{-3}
9.10^{-3}
7.10^{-3}

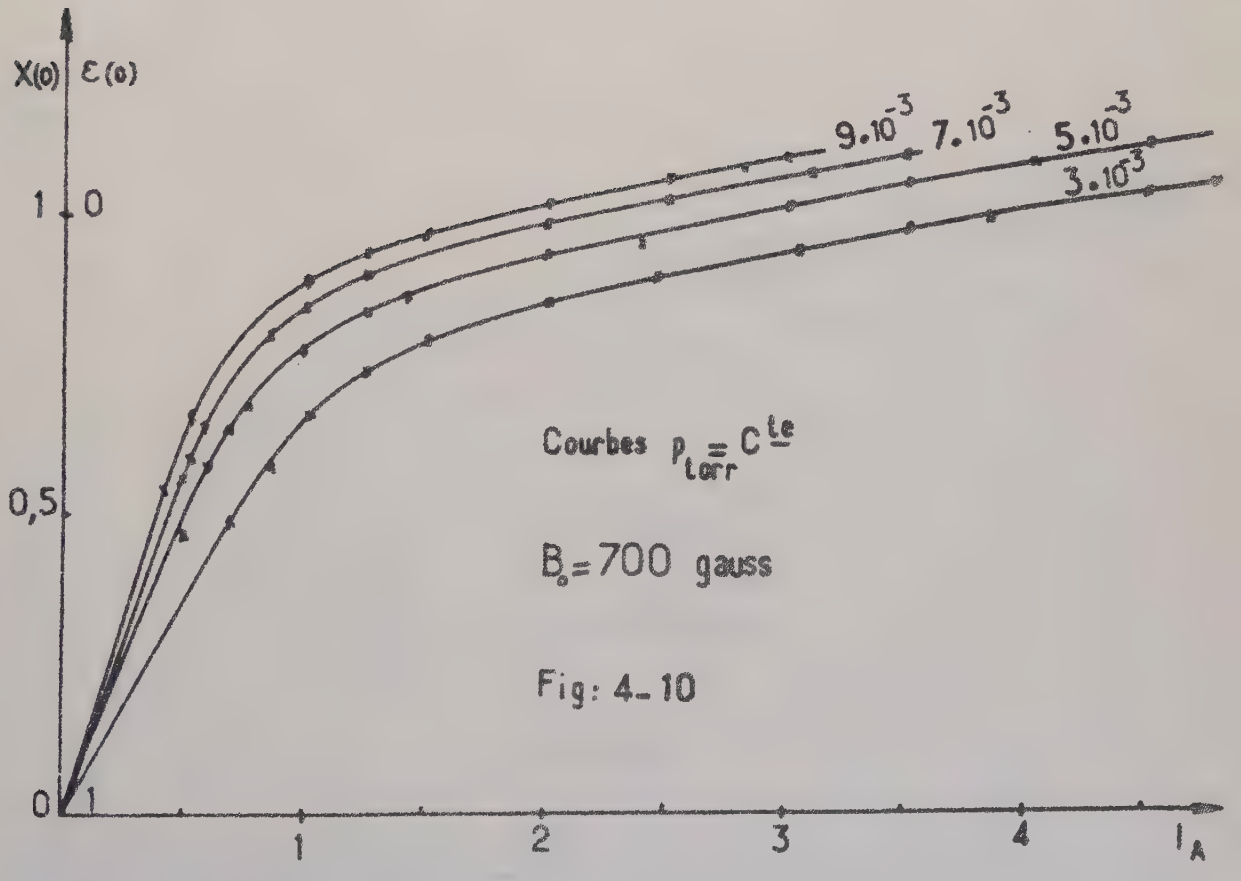
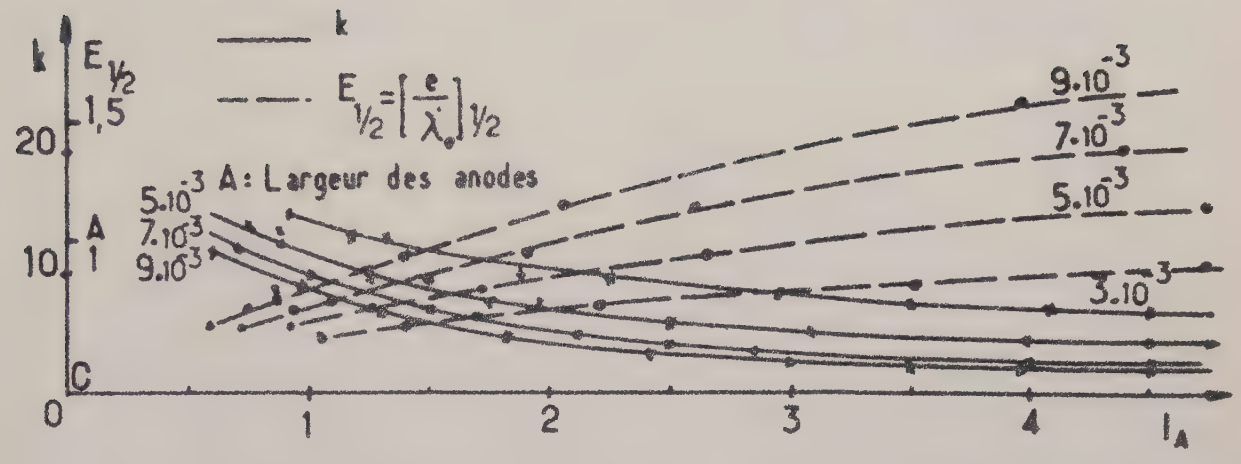

X(0)
ε(0)
1
0
0,5
0
1
1
2
3
4
I_A
9.10^{-3}
7.10^{-3}
5.10^{-3}
3.10^{-3}
Courbes $p_{torr} = C^{te}$
$B_0 = 700$ gauss

Fig: 4-10


k
$E_{1/2}=\left[\frac{e}{\lambda_i}\right]_{1/2}$
A: Largeur des anodes
5.10^{-3}
7.10^{-3}
9.10^{-3}
3.10^{-3}
k
$E_{1/2}$
1,5
20
A
1
10
C
0
1
2
3
4
I_A

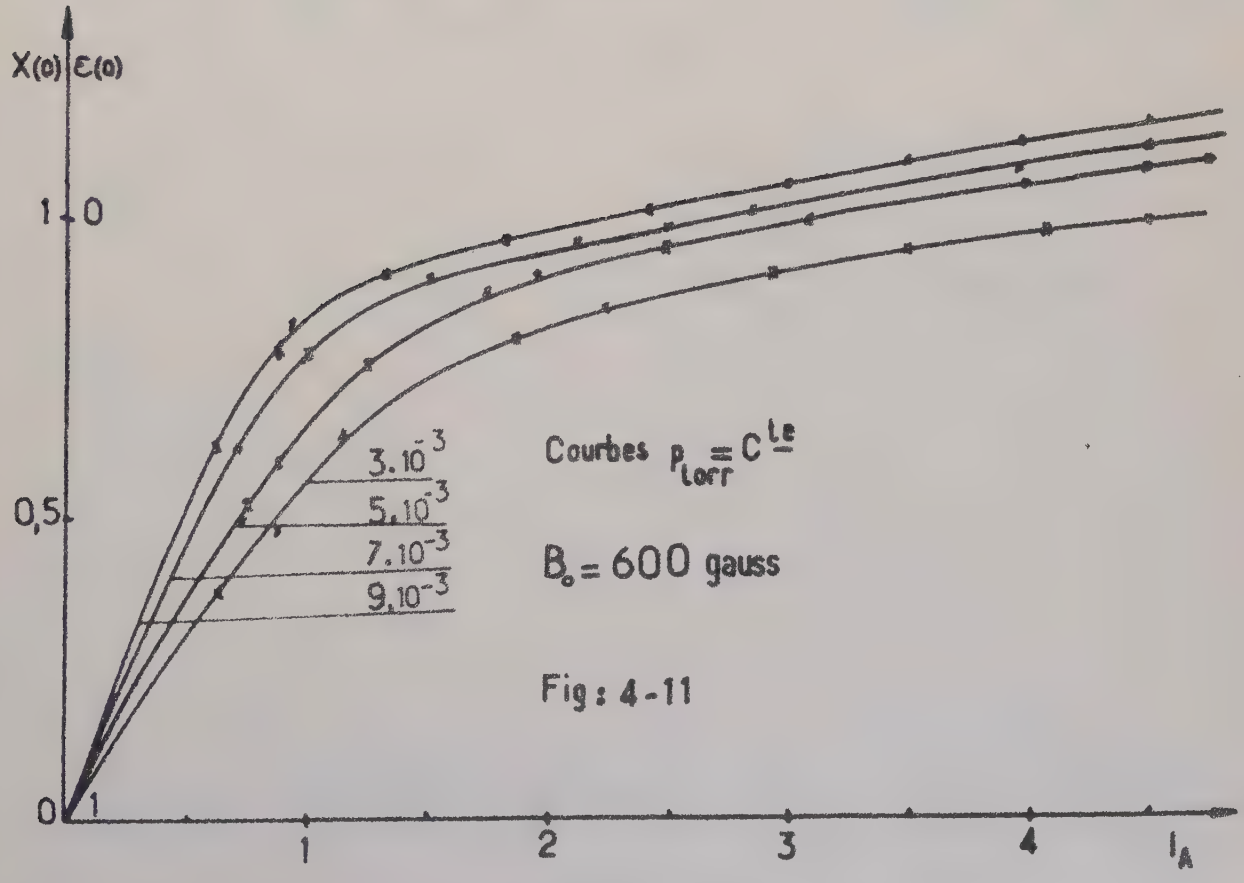

X(o) ε(o)
1
0
0,5
0
1
2
3
4
I_A
3.10^{-3}
5.10^{-3}
7.10^{-3}
9.10^{-3}
Courbes $p_{torr} = C^{te}$
$B_o = 600$ gauss

Fig : 4-11

B=1000 Gauss. Profils à I=constante

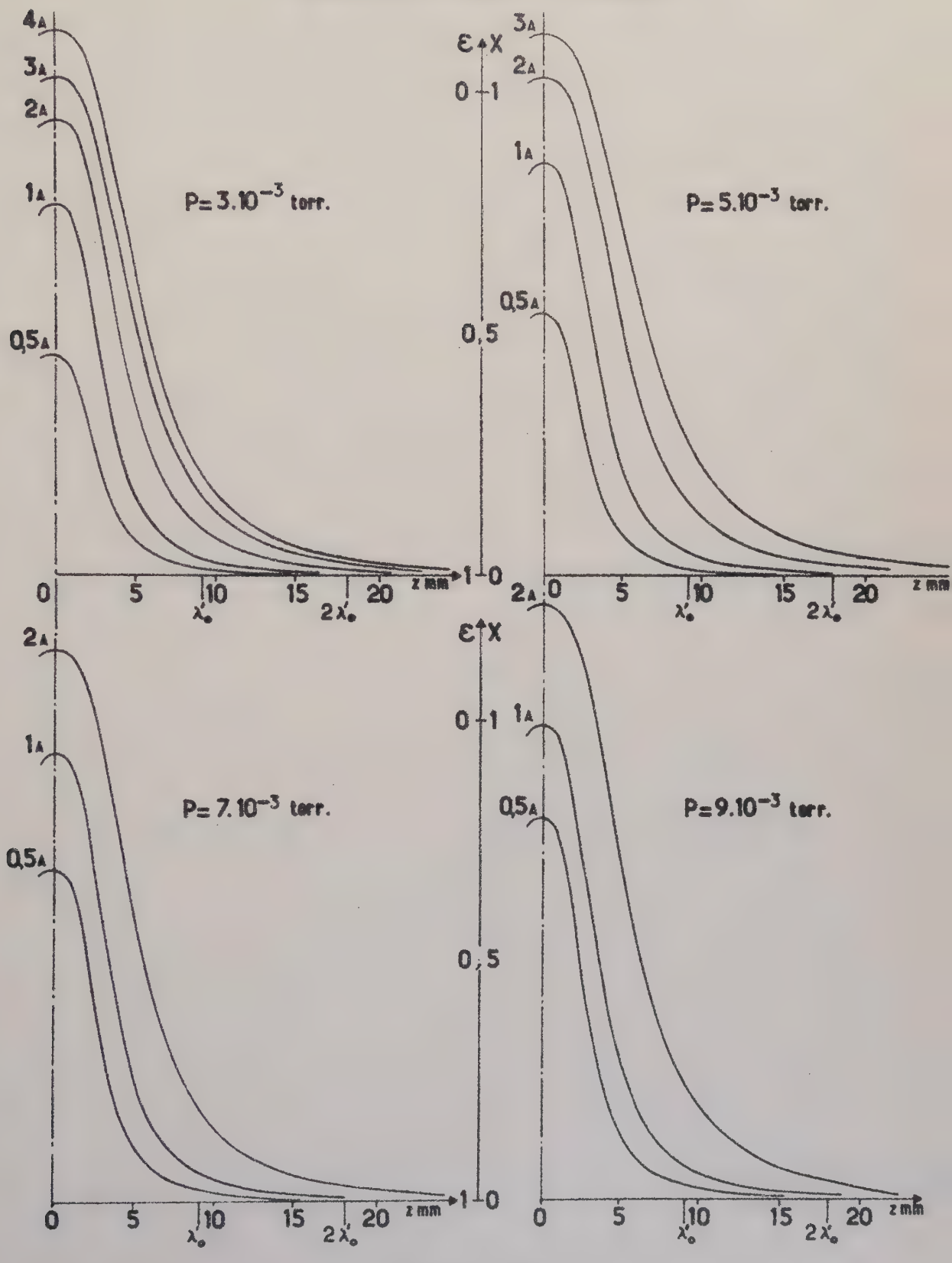


Fig: 4 - 12

B = 900 Gauss. Profils à I = constante

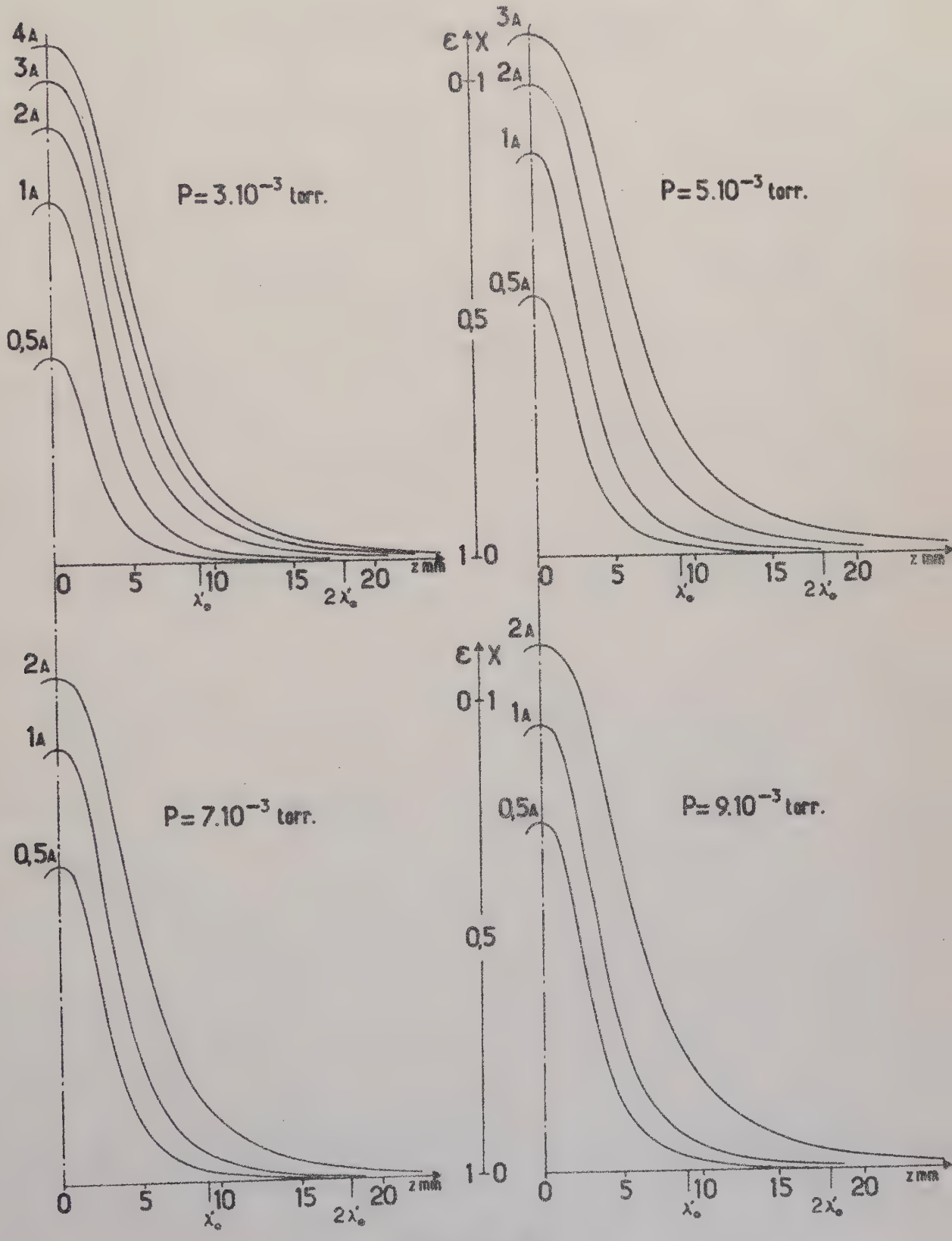


Fig: 4_13

B=800 Gauss. Profils à I=constante

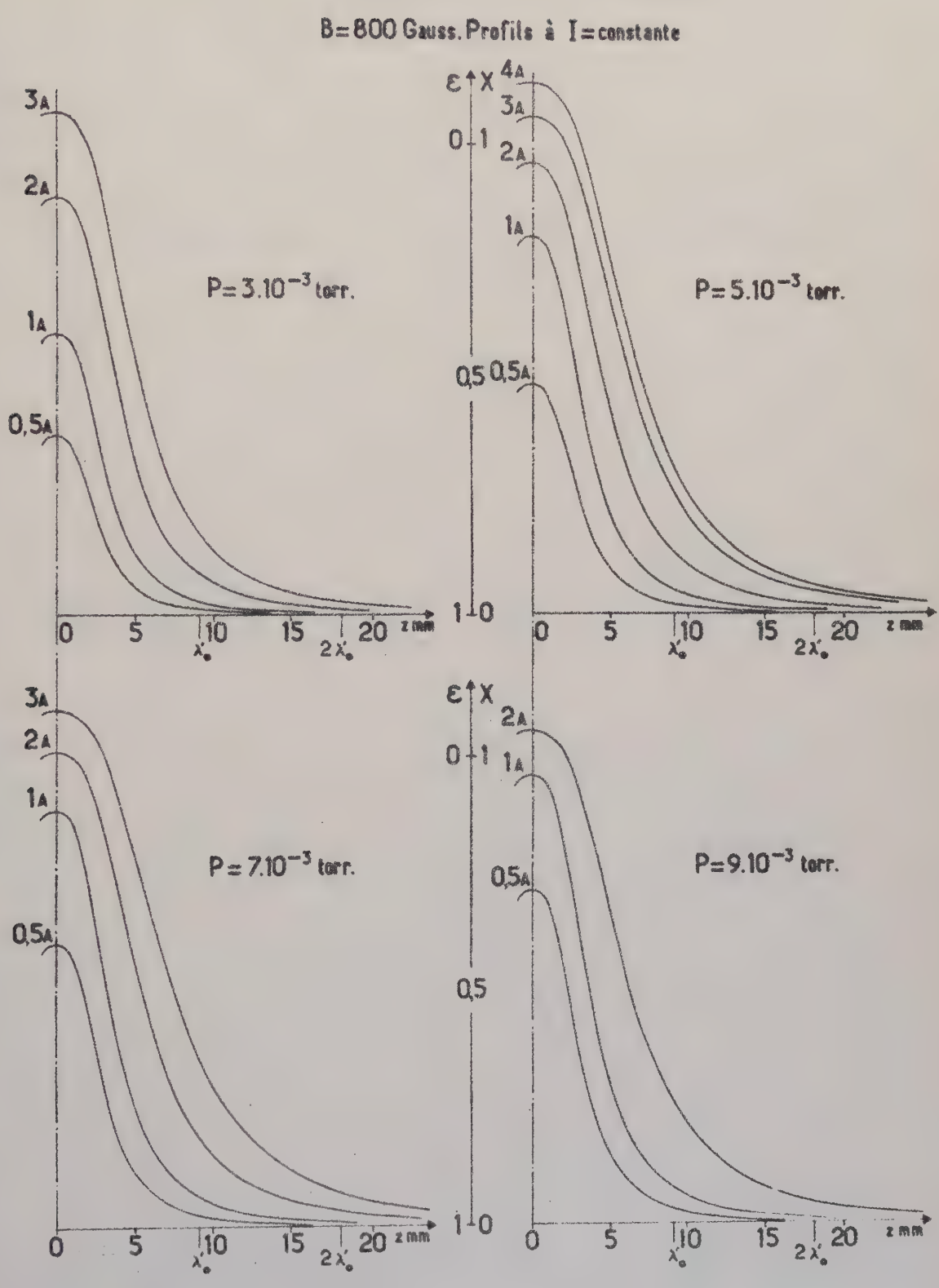


Fig : 4-14

B= 700 Gauss. Profils à I = constante

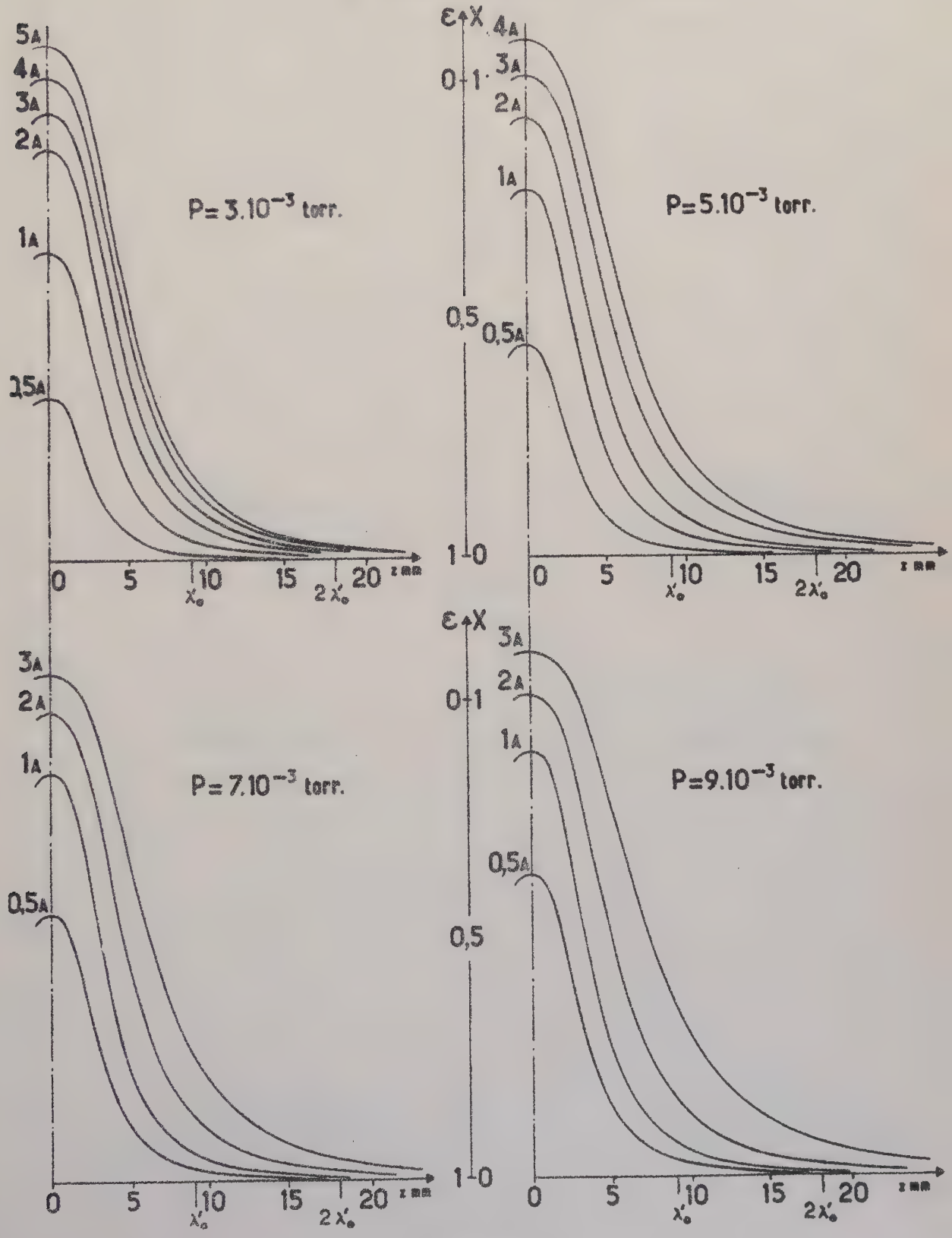


Fig : 4_15

B= 600 Gauss. Profils à I = constante

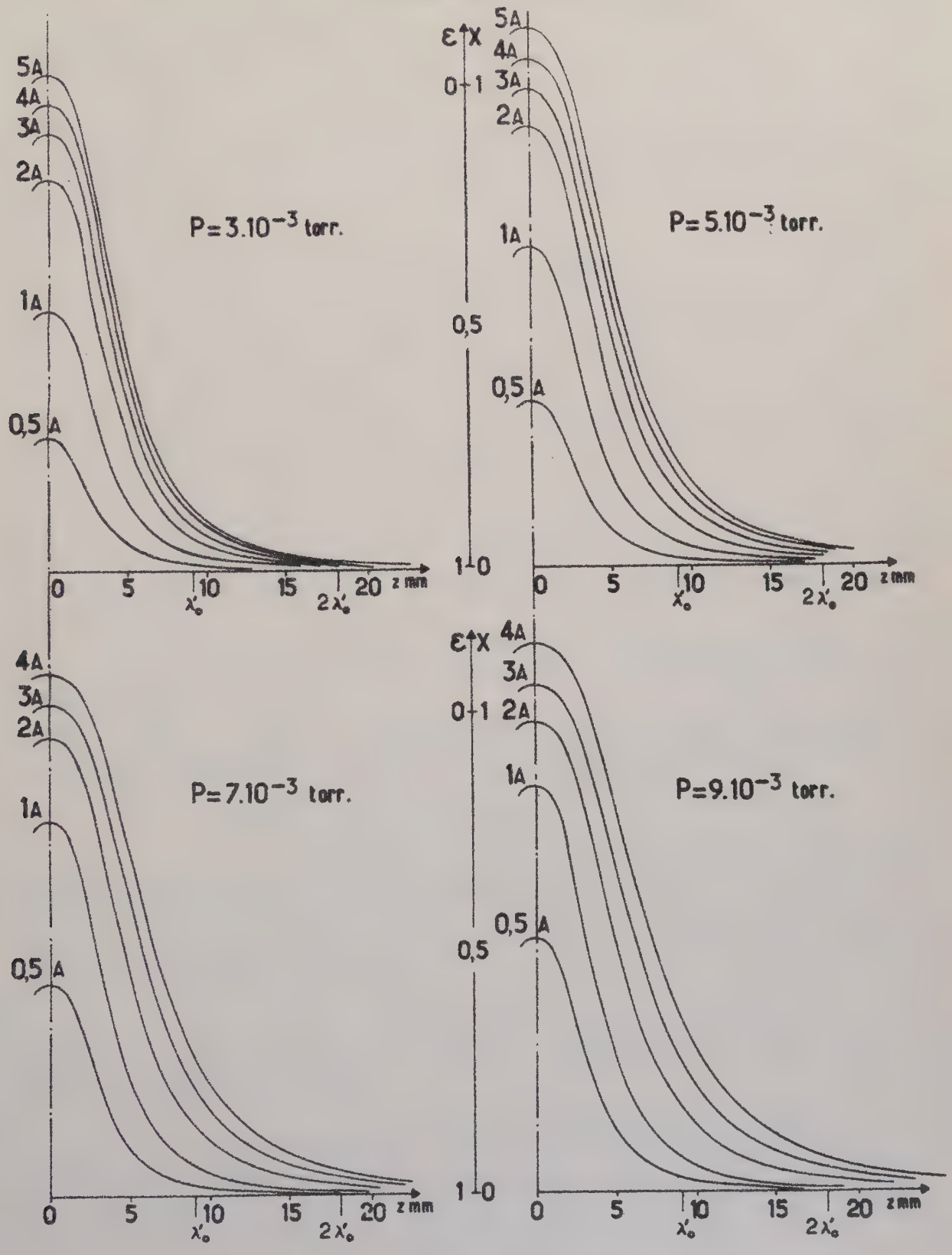


Fig : 4_16

Nous devons remarquer ici que les variations $E_{1/2}$ de l'épaisseur à mi-hauteur ont même allure que les variations que j'ai obtenues, à partir des approximations des distributions triangulaires et en créneau.

Notons également, qu'il semblerait que les variations $E_{1/2}$ possèdent un point d'inflexion, pour une largeur à mi-hauteur sensiblement égale à la largeur du creux anodique, montrant par là l'influence de celles-ci. La largeur à mi-hauteur croissant assez rapidement jusqu'à une valeur A, correspondant au creux anodique, puis plus lentement comme vers un palier de saturation.

Quant aux réseaux p = Cte des courbes $X(o)$: f(I), ils présentent ici encore un coude très net, raccordant 2 parties pratiquement linéaires, et dont les pentes sont nettement différenciées. Leur calcul montre que le rapport des pentes des deux segments linéaires, se situe autour de 10, sauf peut être pour les fortes pressions ($p = 9.10^{-3}$ Torr) pour lesquelles ce rapport semblerait dépendre du champ magnétique directeur.

Je ne donnerai pas les variations en fonction de la pression et du champ magnétique de confinement. Ces variations peuvent éventuellement être obtenues à partir des courbes que j'ai données (figures 4-7 à 4-11). Elles aboutissent aux conclusions suivantes :

1°) Si nous traçons les réseaux à débit constant dans le système de coordonnées $X(o)$, p Torr , la densité électronique croît avec la pression ainsi que la largeur à mi-hauteur $E_{1/2}$ des courbes de distribution électronique .

2°) Les courbes à débit constant dans le système $X(o)$,Bo montrent également que la densité électronique et $E_{1/2}$ croissent avec le champ magnétique de confinement Bo .

Ces résultats qui semblent logiques, ont mêmes allures que ceux que j'ai obtenus (dans les mêmes conditions expérimentales) dans l'approximation des distributions triangulaires et en créneau .

V-2 : Etude du taux ionisation :

A partir des figures 4-7 à 4-11 j'ai étudié la variation du taux d'ionisation θ_i en fonction de l'intensité de la décharge (figure 4-17 à 4-21).

Le taux d'ionisation calculé est celui correspondant au centre de la décharge, il est défini par :

$$\theta_i(o)=\frac{N(o)}{Nm}$$

où N_m est le nombre de molécules neutres en l'absence de décharge, dans les mêmes conditions de pression.

Cette étude montre :

1°) que le taux d'ionisation est d'autant plus élevé que la pression est basse,

2°) qu'il existe deux régimes différents raccordés par un coude très marqué.

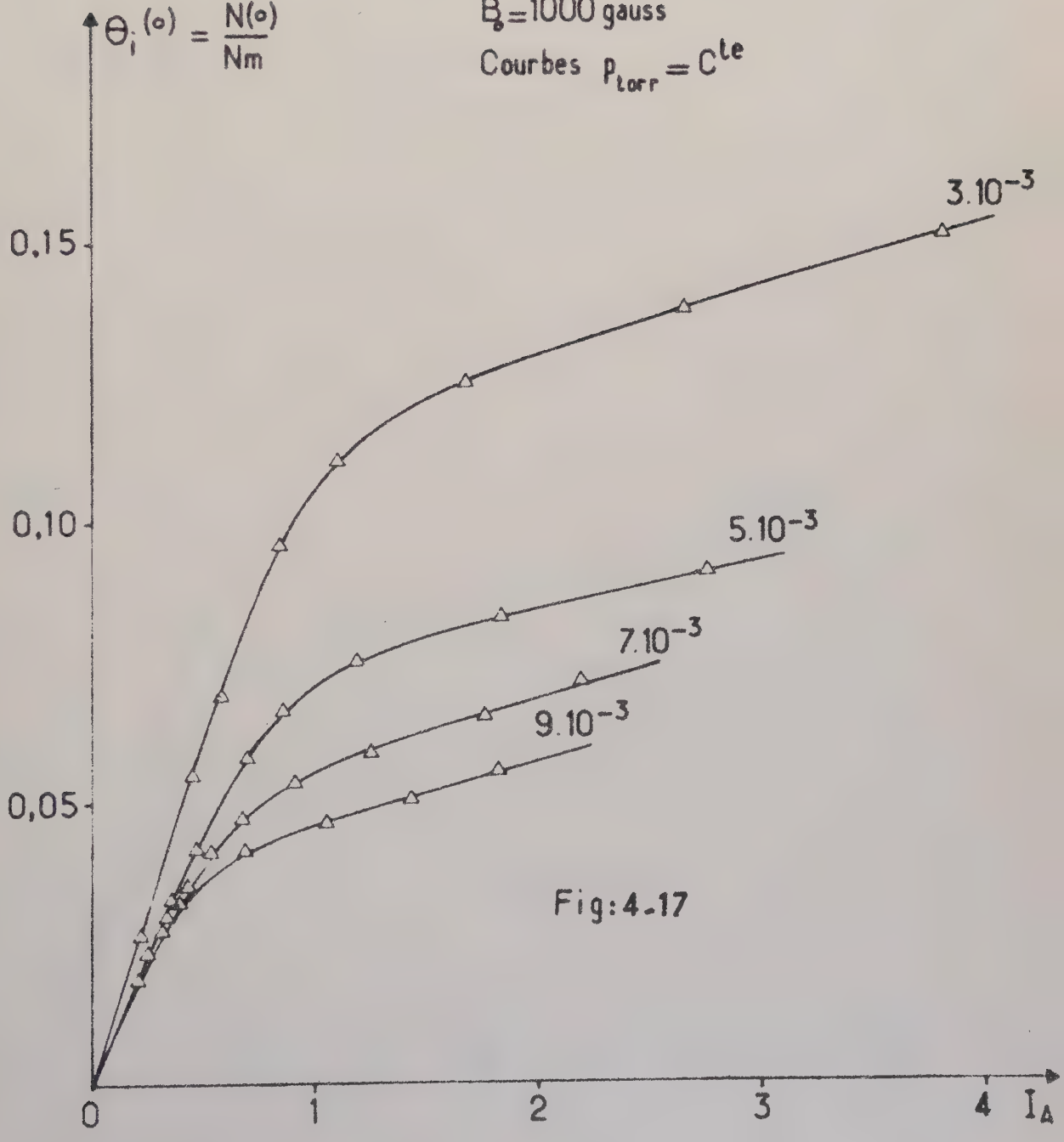

$\theta_i(o) = \frac{N(o)}{Nm}$
B_o=1000 gauss
Courbes $p_{torr} = C^{te}$
3.10^{-3}
5.10^{-3}
7.10^{-3}
9.10^{-3}
0,15
0,10
0,05
0
1
2
3
4
I_A

Fig:4-17

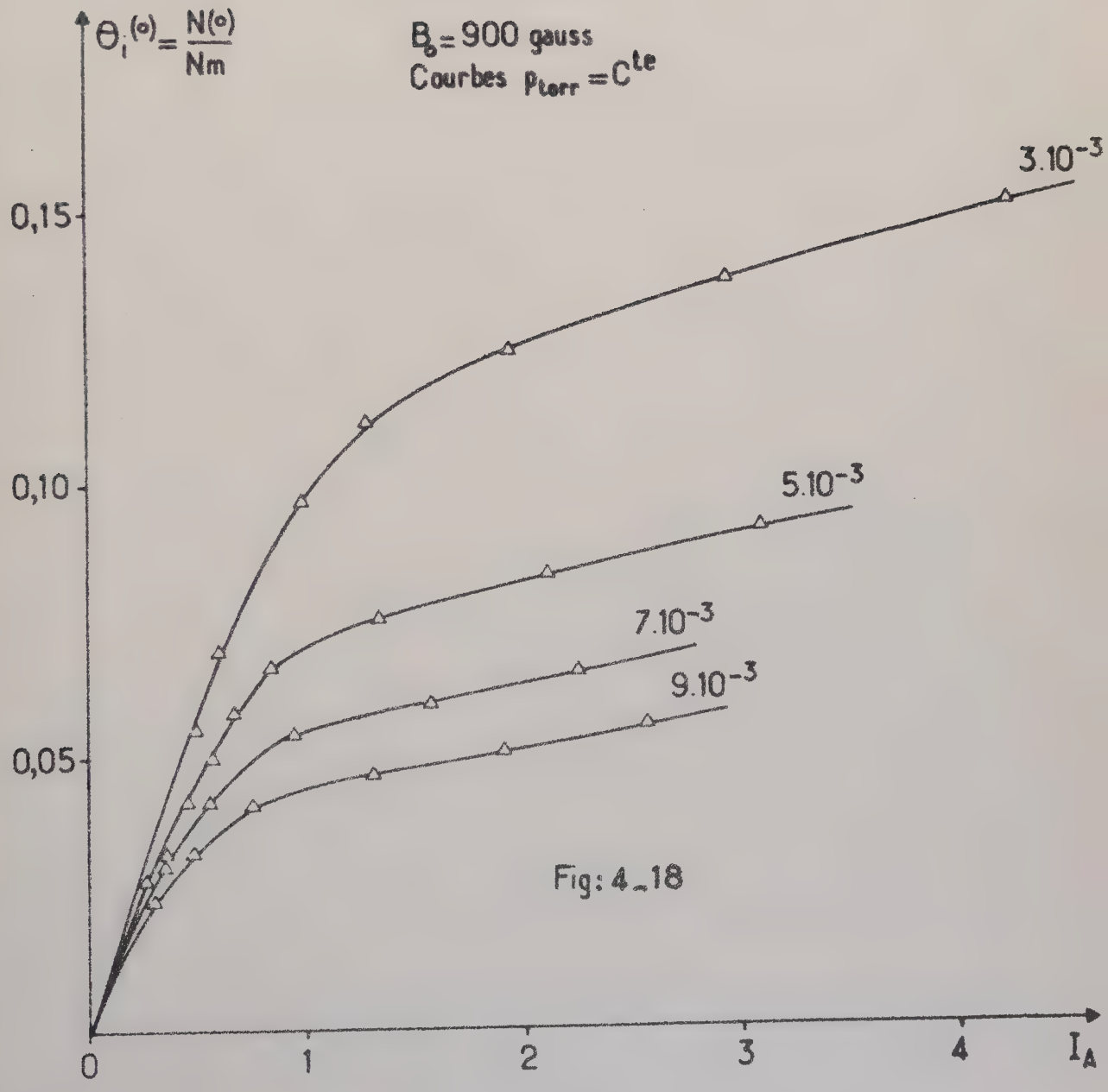

$\theta_1^{(o)} = \frac{N(o)}{Nm}$
$B_o = 900$ gauss
Courbes $p_{torr} = C^{te}$
3.10^{-3}
5.10^{-3}
7.10^{-3}
9.10^{-3}
0,15
0,10
0,05
0
1
2
3
4
I_A

Fig: 4_18

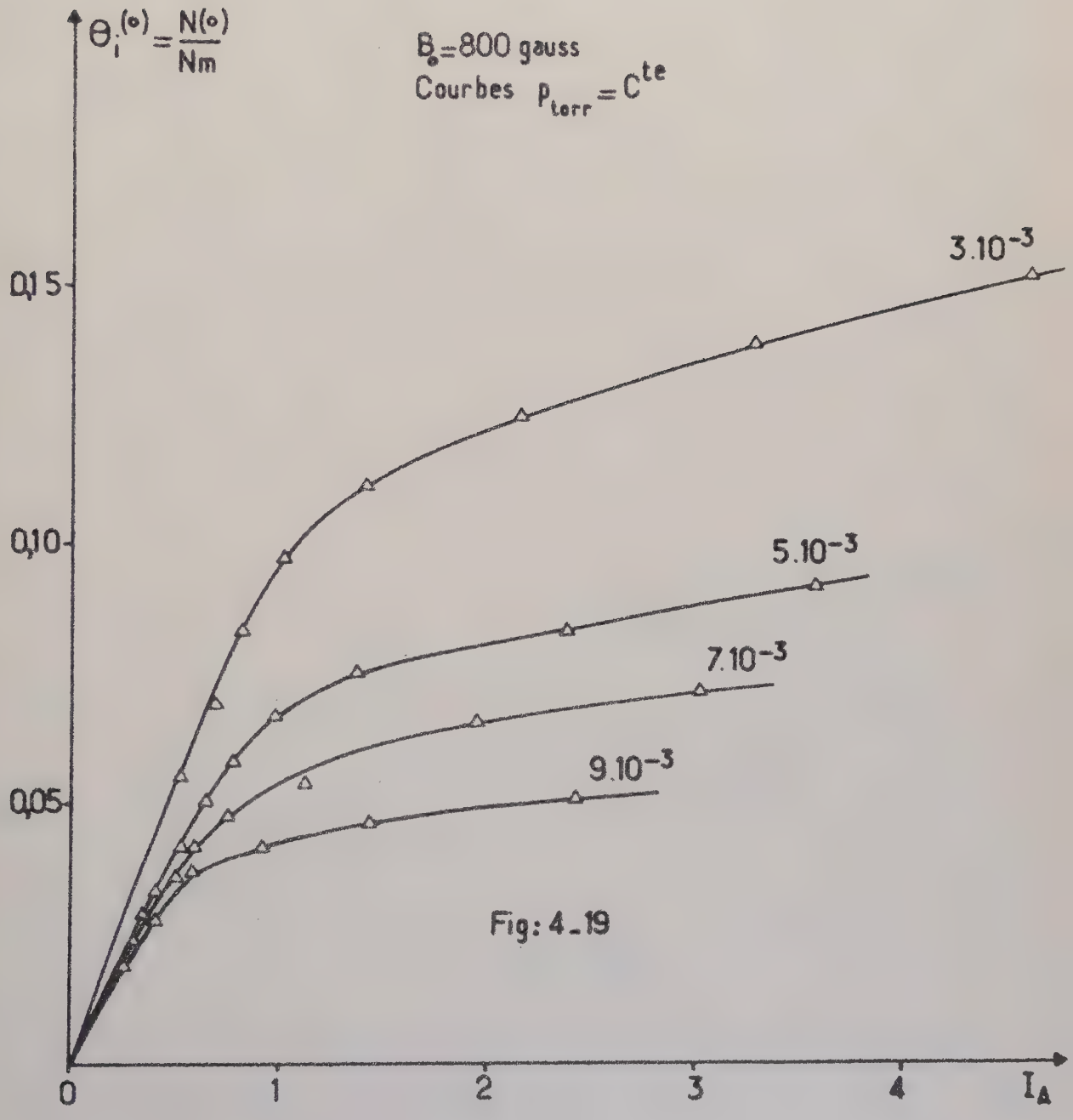

$\theta_i^{(o)} = \frac{N(o)}{Nm}$
B_o=800 gauss
Courbes $p_{torr} = C^{te}$
3.10⁻³
5.10⁻³
7.10⁻³
9.10⁻³
0,15
0,10
0,05
0
1
2
3
4
I_A

Fig: 4_19

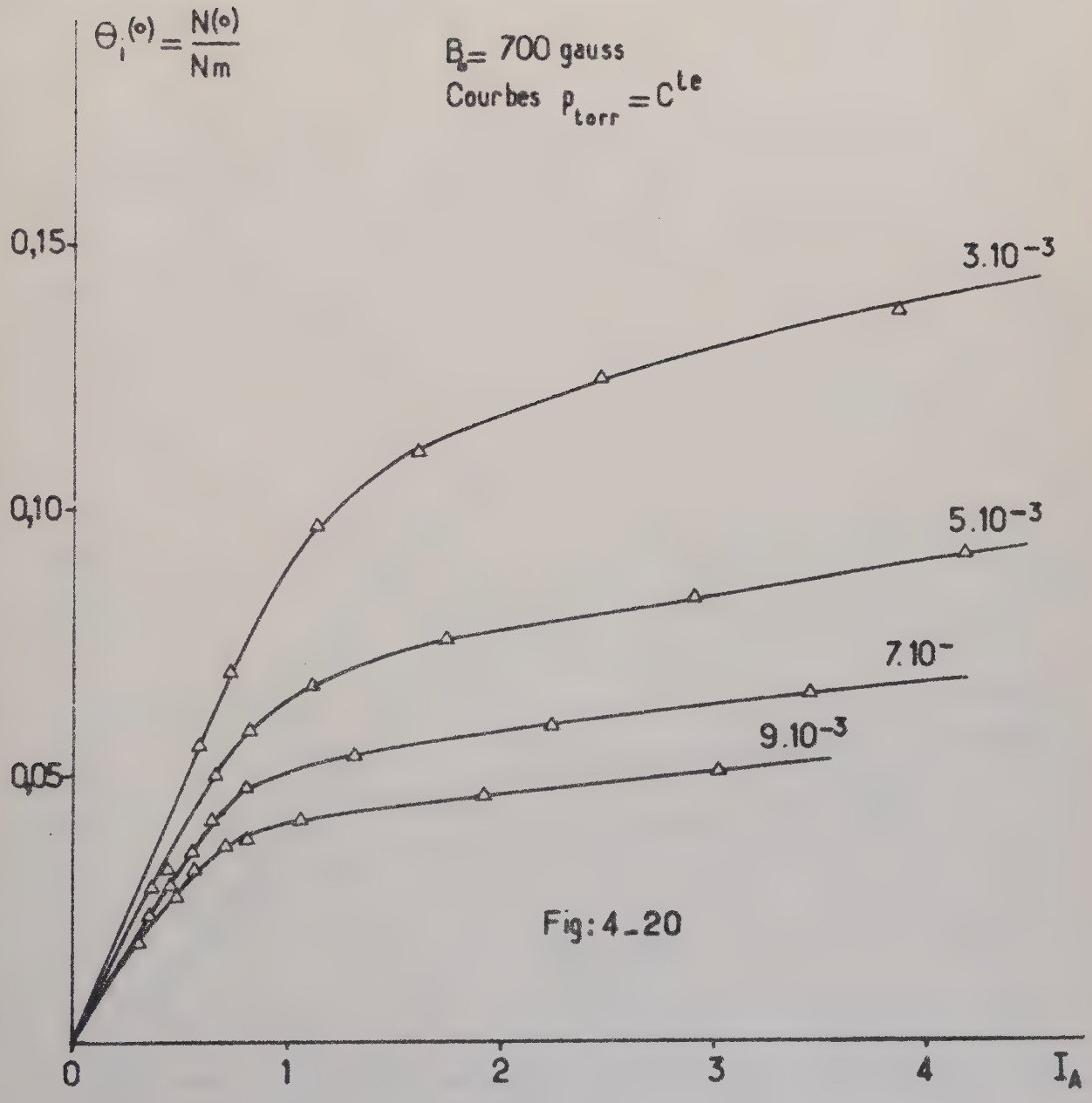

$\Theta_i^{(o)} = \frac{N(o)}{Nm}$
B_o= 700 gauss
Courbes $p_{torr} = C^{te}$
0,15
0,10
0,05
3.10⁻³
5.10⁻³
7.10⁻
9.10⁻³
0
1
2
3
4
I_A

Fig: 4_20

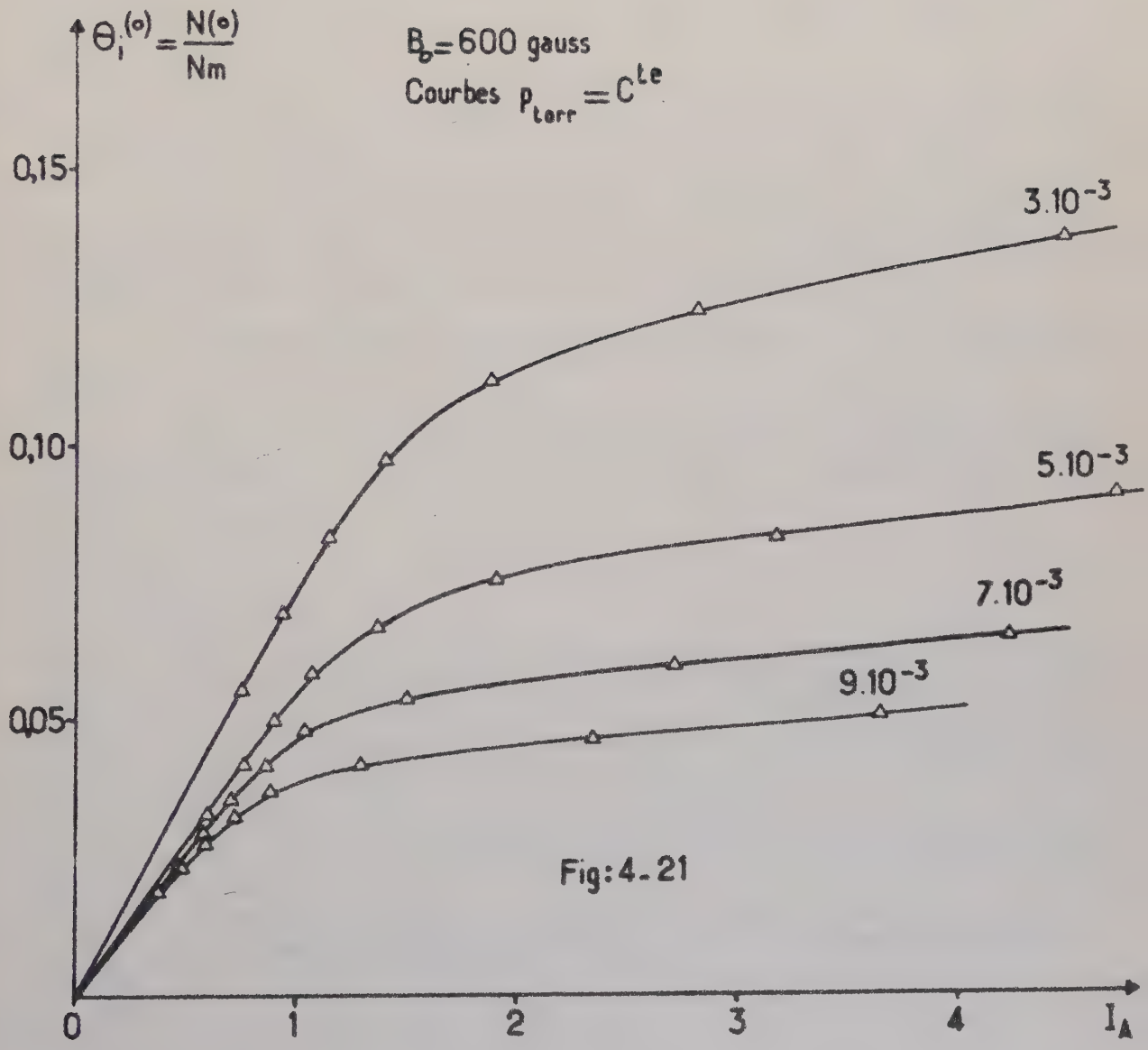

$\theta_1^{(o)} = \frac{N(o)}{Nm}$
B_o=600 gauss
Courbes $p_{torr} = C^{te}$
0,15
0,10
0,05
3.10^{-3}
5.10^{-3}
7.10^{-3}
9.10^{-3}
0
1
2
3
4
I_A

Fig:4-21

Nous pourrons trouver ces variations sur les figures 4-17 à 4-21. Les courbes obtenues nous montrent que nous atteignons des taux d'ionisation très élevés, dépassant 0,15 pour les pressions de 3.10^{-3} Torr, contre quelques 10^{-5} à 10^{-4} pour les plasmas du type colonne positive {30} , ce qui montre le haut rendement du tube à plasma que nous avons réalisé.

Pour les courants relativement élevés, correspondant à la 2ème partie linéaire des courbes précédentes (2 Ampères par exemple), le taux d'ionisation au centre croît linéairement avec le champ magnétique de confinement, alors que pour les courants plus faibles (0,5 Ampère par exemple correspondant à la Ière partie des courbes précédentes), les variations obtenues sont des courbes qui semblent tendre vers des paliers au fur et à mesure que le champ magnétique Bo croît. Nous ne donnerons pas ces courbes ici, elles pourront éventuellement être déduites des réseaux représentés sur les figures 4-17 à 4-21.

Ces variations ont par conséquent la même allure que les courbes à intensité constante que l'on tracerait dans un système de coordonnées $X(o)$, Bo, qui peuvent être obtenues à partir des réseaux représentés sur les figures 4-7 à 4-11.

Je noterai que ce sont les courbes obtenues pour les faibles pressions qui donnent les taux d'ionisation les plus élevés, alors que du point de vue nombre d'électrons par unité de volume, ce sont les fortes pressions qui donnent les densités électroniques les plus élevées au centre du plasma.

Nous avons également étudié les variations du taux d'ionisation et de la densité électronique en fonction de la pression. Les courbes à débit constant que j'ai tracées, mais que je n'ai pas rapportées ici (le lecteur pouvant facilement les déduire des réseaux donnés) nous montrent :

- que la densité électronique à intensité (I) et à champ de confinement (Bo) constant croît avec la pression, alors que le taux d'ionisation décroît.

Dans ce cas les variations obtenues sont en sens inverse pour le taux d'ionisation et la densité électronique, ce qui est logique puisque nous avons défini le taux d'ionisation par $\theta_i(o) = N(o)/N_m$ donc :

$$\frac{N(o)}{\theta_i(o)} = N_m \# k\ p$$

VI. - CONCLUSION. -

Les différentes interprétations, soit approchées, soit suivant la loi de distribution électronique "super Lorentzienne" qui semble la plus probable, nous montrent que les phénomènes qualitatifs peuvent être assez bien décrits par une approximation rudimentaire, consistant à assimiler le plasma à une lame à faces parallèles homogène , ou encore à admettre que la distribution électronique a une forme triangulaire.

Néanmoins du point de vue quantitatif, il existe une différence assez importante entre les résultats obtenus pour les trois interprétations que j'ai faites.

Nous pouvons trouver ces différences dans le tableau ci-après qui donne les résultats pour 1.000 Gauss et pour différentes pressions et débits.

Distributions		Créneau $N(o)_C 10^{-13}$	triangulaire $N(o)_T\ 10^{-13}$	"super Lorentzienne" $N(o)\ 10^{-13}$	$[N(o)-N(o)]10^{-12}$ C	$\frac{N(o)_C - N(o)}{N(o)}$	$[N(o)_T-N(o)]10^{-12}$	$\frac{N(o)_T-N(o)}{N(o)}$	$\left[\frac{N(o)_T+N(o)_C}{2}\right]10^{-13}$	$\frac{N(o)_T+N(o)_C-2N(o)}{2\ N(o)}$
IA	p Torr									
4	$3\ 10^{-3}$	1,29	1,67	1,48	-1,9	-13%	1,9	13%	1,48	-
3	5.10^{-3}	1,28	1,67	1,49	-2,1	-14%	1,8	12%	1,475	-1%
2	7.10^{-3}	1,28	,67	1,52	-2,4	-16%	1,5	10%	1,475	-3%
1,5	9.10^{-3}	1,27	1,63	1,50	-2,3	-15%	1,3	9%	1,45	-3,3%

Les erreurs commises dans l'interprétation, quant aux valeurs de $N(o)$ sont, nous le voyons, de l'ordre de 2.10^{12} électrons/cm^3 en valeurs absolues par défaut, dans le cas de l'approximation de la distribution en créneau, et par excès dans le cas de l'approximation de la distribution triangulaire. Ces erreurs sont importantes si on considère que les écarts sont de l'ordre de grandeur, et même supérieurs aux densités que l'on rencontre fréquemment dans les tubes luminescents {30, 31 , 32}. Quant aux erreurs relatives, elles varient de 9 à 15,5 % , justifiant par là la méthode de calcul que j'ai employée, permettant l'interprétation exacte des résultats expérimentaux.

Cette interprétation des résultats expérimentaux montre que la densité électronique et l'épaisseur à mi-hauteur de la courbe de distribution électronique, augmentent avec l'intensité du courant, le champ magnétique et la pression , ces résultats semblent logiques.

Par ailleurs, il semblerait, que pour des intensités du courant de décharge très petites, la largeur à mi-hauteur ($E_{1/2}$) de la distribution électronique est de l'ordre de grandeur de la largeur des cathodes. Quand nous augmentons le courant de décharge, cette largeur à mi-hauteur $E_{1/2}$ augmente assez rapidement jusqu'à la largeur des anodes, puis lorsque l'on continue à augmenter le courant de décharge, cette épaisseur $E_{1/2}$ augmente beaucoup moins rapidement et il semble qu'il y ait une saturation ($E_{1/2}$ tendant vers un palier) pour une valeur de $E_{1/2}$ d'autant plus faible que le champ magnétique du confinement Bo et la pression p sont petits. Ces changements de courbures sont raccordés par un point d'inflexion que l'on peut situer approximativement quand $E_{1/2} \simeq A$ (largeur des anodes).

Du point de vue décharge, il semblerait que nous puissions distinguer deux régimes différents.

Pour les faibles courants de décharge les variations $\varepsilon(o) = f(I)$ sont assez rapides et linéaires, alors que pour les forts courants de décharge cette variation est beaucoup moins rapide tout en restant sensiblement linéaire. Ce même phénomène se retrouve dans l'étude du taux d'ionisation qui montre par ailleurs que le taux d'ionisation, et par conséquent le rendement du tube est d'autant plus élevé que la pression est basse, bien que la densité électronique soit plus faible. Notons également que le taux d'ionisation diminue quelque peu pour une pression et un débit donnésavec le champ magnétique Bo. Il est à noter que cette variation est cependant très faible passant de 0,155 pour 1.000 Gauss à 0,135 pour 600 Gauss (pour un courant de décharge de 4 A et une pression de 3.10^{-3} Torr). Notons enfin que pour les forts courants la pente des courbes $\theta_i(o) = f(I)$ est sensiblement constante en fonction du champ magnétique, pour une pression donnée. Les deux dernières colonnes du tableau précédent donnent les densités électroniques moyennes entre les résultats obtenus suivant les hypothèses d'une distribution en créneau et triangulaire. Ces valeurs moyennes correspondent assez bien aux valeurs obtenues à partir de la distribution "super Lorentzienne".

- REFERENCES -

{1} . - R. SERVANT , Cours d'Optique Ultra-Hertzienne - propagation 3ème Cycle - Bordeaux 160/1961.

{2} . - G. RAOULT , Les ondes centimétriques , Masson, Paris, 1958.

{3} . - E. ARGENCE, Th. KAHAN, Théorie des guides et cavités électromagnétiques , Dunod, Paris , 1964.

{4} . - R. RIGAL, Les hyperfréquences , Eyrolles, Paris , 1960.

{5} . - J. ORTUSSI, Propagation des ondes électromagnétiques de Hautes fréquences, Soc. Franc. de Doc., Paris, 1957.

{6} . - S.A. SCHELKUNOFF, Electromagnetic waves, D. Van Nostrand, 1943.

{7} . - J. R. WAIT, Electromagnetic waves in stratified média , Pergamon Press, 1962.

{8} . - R. PAPOULAR, J. Phys. Rad. 1961, 22, p. 749.

{9} . - G.R. NICOLL, J. BASU, Ins. Elec. Engi. Monograph. N° 498 E, Janv.1962.

{10} . - T. CONSOLI , Rapport C.E.A. n° 1703, PA-CN /RT 106, 1960.

{11} . - Cl. MARZAT, Comptes-rendus, 1968 , 267 B p. 1424

{12} . - P.S. EPSTEIN, Proc. Nat. Acad. Sci. 1930, 16 , 10 , p. 627.

{13} . - V.E. GOLANT, Z Tech. Fiz 1960 , 30 , 11 p. 1265
Soviet phys. tech. phys. 1961 , 5 , 11 p.1197
(traduction anglaise)

{14} . - M.N. SAHA, R.N. RAI, Proc. Nat. Ins. Sci. India, 1937, 3, p. 359

{15} . - S. DEB , Indian J. Phys. 1940 , 14 p. 451.

{16} . - D.R. HARTREE, Proc. Camb. Phil. Soc. 1929 , 25 p. 97

{17} . - D.R. HARTREE, Proc. Roy. Soc. 1931 , 131A p. 428, 450

{18} . - J.E. DRUMOND , Plasma physic , Mc Graw Hill, 1957.
{19} . - C.B. WARTON, Plasma wave Risö report n° 18 p. 557
{20} . - R. MOTLEY, M.A. Heald Proceeding of the symposium on millimeter wave Polytech. Inst. Brooklin 31 Mars - 2 Avril 1959 p. 141.
{21} . - R. PAPOULAR, J. BALAZARD, Application des ondes hyperfréquences et infra-rouge à l'étude des plasmas Dunod 1967.
{22} . - M.A. HEALD , C.B. WARTON , Plasma diagnostic with microwave J. Wiley, 1965.
{23} . - W. KUTTA, Zeits Math. und Phys. 1901 , 46 p. 435.
{24} . - C. RUNGE , Nokr. gessel.wis. Göttingen 1905 p. 252
{25} . - F. CESCHINO, J. KUNTZMANN, Problèmes différentiels de conditions initiales , Dunod,1963.
{26} . - J. KUNTZMANN, Chiffres , 1959 , 2 p. 21.
{27} . - Cl. MARZAT, Thèse doctorat ès sciences physiques, Bordeaux (à paraît
{28} . - A. BOTTREAU, J. HARDOUIN-DUPARC , C.R. Ac. Sci 1969 , 268 B, p. 74.
{29} . - A. BOTTREAU, C.R. Ac. Sci ., 1969 , 268 B, p. 155.
{30} . - D. PIGANEAU, Thèse 3ème cycle, Bordeaux 1968.
{31} . - A. BOTTREAU, Cl. MARZAT, l'Onde Electrique , 1965 - 467 p. 485.
{32} . - A. BOTTREAU, Cl. MARZAT, Soc. des Sci. Phys. et Nat. de Bordeaux Séance du 14 janvier 1965.
{33} . - F.F. CHEN, R. BINGHAN, W.L. HARRIES, Phys. Rev. Letters, 1962 , 8, p. 234.
{34} . - Cl. MARZAT, C.R. Ac. Sci. 1968 , 267 B , p. 1424.

-:-:-:-:-:-

ANNEXE

ETUDE DES COEFFICIENTS DE TRANSMISSION ET DE REFLEXION COMPLEXES POUR DIFFERENTS TYPES DE DISTRIBUTIONS ELECTRONIQUES

A-1 . - LIMITES IMPOSEES AUX CALCULS. -

Afin de permettre un diagnostic des plasmas par méthodes interférométriques, j'ai étudié de nombreuses formes de distributions électroniques qui devraient permettre dans tous les cas, d'encadrer une distribution réelle, par deux distributions pour lesquelles j'ai étudié les variations des coefficients de transmission et de réflexions complexes .

Dans ces différentes études j'ai pris $\varepsilon'' = o$, hypothèse qui est, comme nous l'avons vu, souvent valable. De plus, nous avons limité les calculs pour $|T|^2 \geq 10^{-4}$. Ainsi, pour chaque valeur de l'épaisseur, ou de k dans le cas où nous avons affaire à une distribution de forme asymptotique, nous obtenons à l'ordinateur, un tableau dans lequel nous trouvons les colonnes : $X(o)$, $DX_1 = -\Delta X_1$ $|T|^2$, AdB , $DX_2 = -\Delta X_2$ et $|R|^2$ et nous faisons varier $X(o)$ par sauts de 0,05 de $X(o) = 0$ à $X(o) = 0,95$, puis nous faisons $X(o) = 0,98$, 1 et 1,02 , afin d'encadrer d'une manière satisfaisante la coupure nominale ($X(o) = 1$).

Puis à nouveau nous faisons varier $X(o)$ par sauts de 0,05 jusqu'à $X(o) = 1,3$, puis par sauts de 0,1 jusqu'à $X(o) = 2$ et enfin par sauts de 0,25 jusqu'à ce que $|T|^2$ soit inférieur à 10^{-4} . Quant $|T|^2$ atteint cette valeur , l'ordinateur passe automatiquement à un nouveau tableau correspondant, à une autre épaisseur, ou à un autre coeffcient k, suivant le type de distribution étudiée.

Dans le cas où l'épaisseur du plasma est bien définie, nous faisons varier l'épaisseur $E = e/\lambda_o$ de $0,2 \leq E \leq 3$ par sauts de 0,2

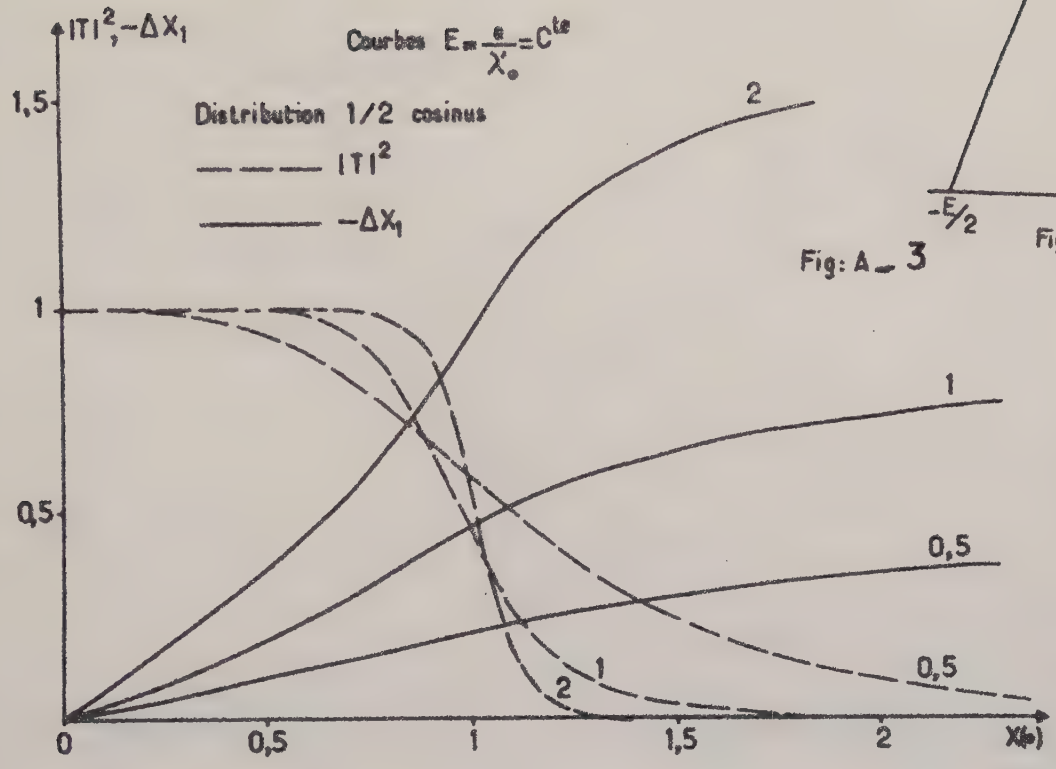
de $3 \leq E \leq 5$ par sauts de 0,4

Dans le cas où nous avons affaire à des courbes asymptotiques (gaussienne, Lorentzienne etc...) nous donnons au facteur k successivement les valeurs suivantes :

100 ; 50 ; 20; 15 ; 10 ; 5 ; 3 ; 2 ; 1,5 ; 1 ; 0,5 ; 0,4 ; 0,3 ; 0,2 ; 0,15 ; 0,12 et 0,1.

valeurs donnant des courbes k = Cte à peu près équidistantes.

Pour les courbes asymptotiques , l'intervalle d'intégration est initialement L = 10 (en unité de longueur d'onde); au fur et à mesure que k diminue on effectue des sondages en calculant la solution pour un intervalle d'intégration et un intervalle 2 L. Si les résultats obtenus sont différents, on double alors la largeur de l'intervalle d'intégration, afin d'avoir des résultats exacts. Des calculs préliminaires indiquent approximativement, à quel niveau on doit changer les intervalles d'intégration, limitant ainsi le nombre de contrôles à effectuer.



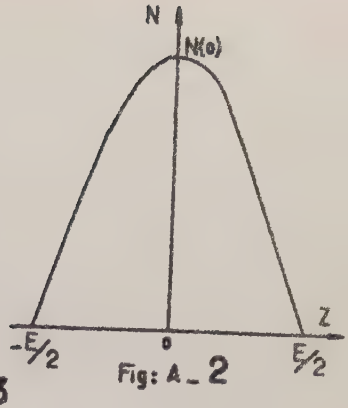
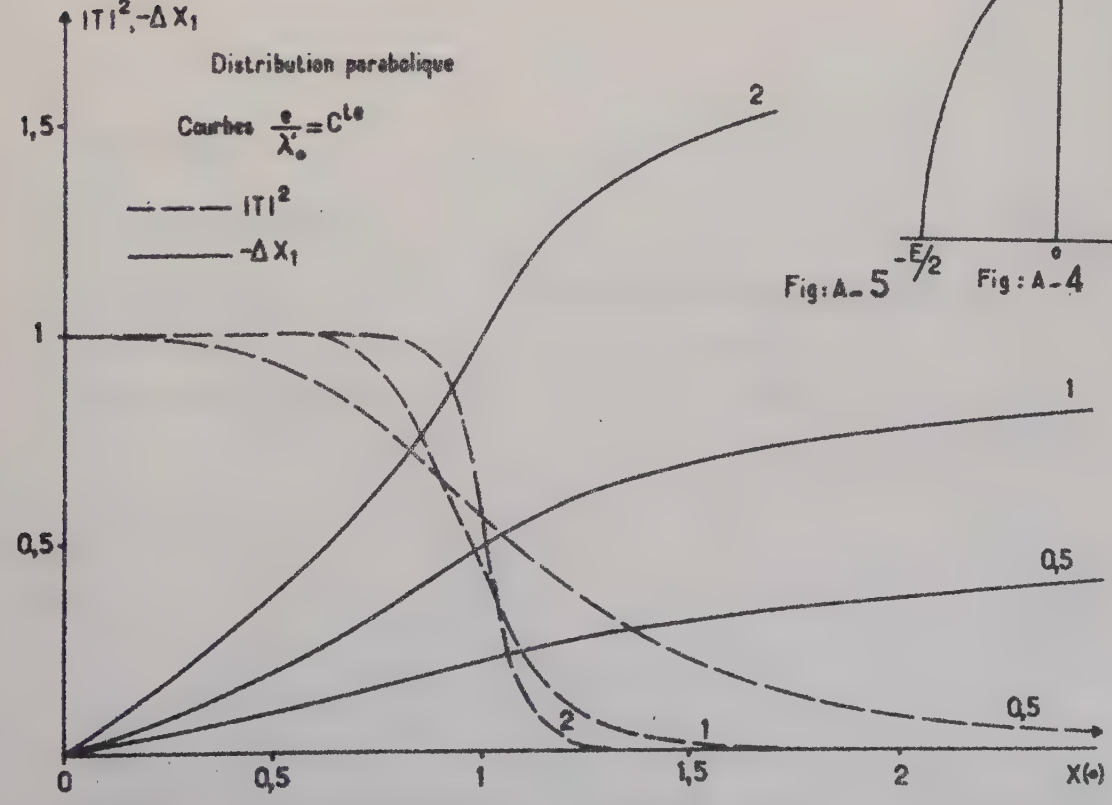


Fig: A_3

Fig: A_2



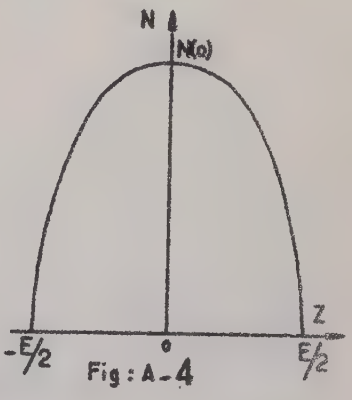


Fig: A_5

Fig: A_4

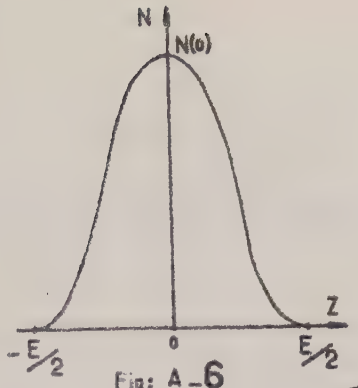


Fig: A - 6

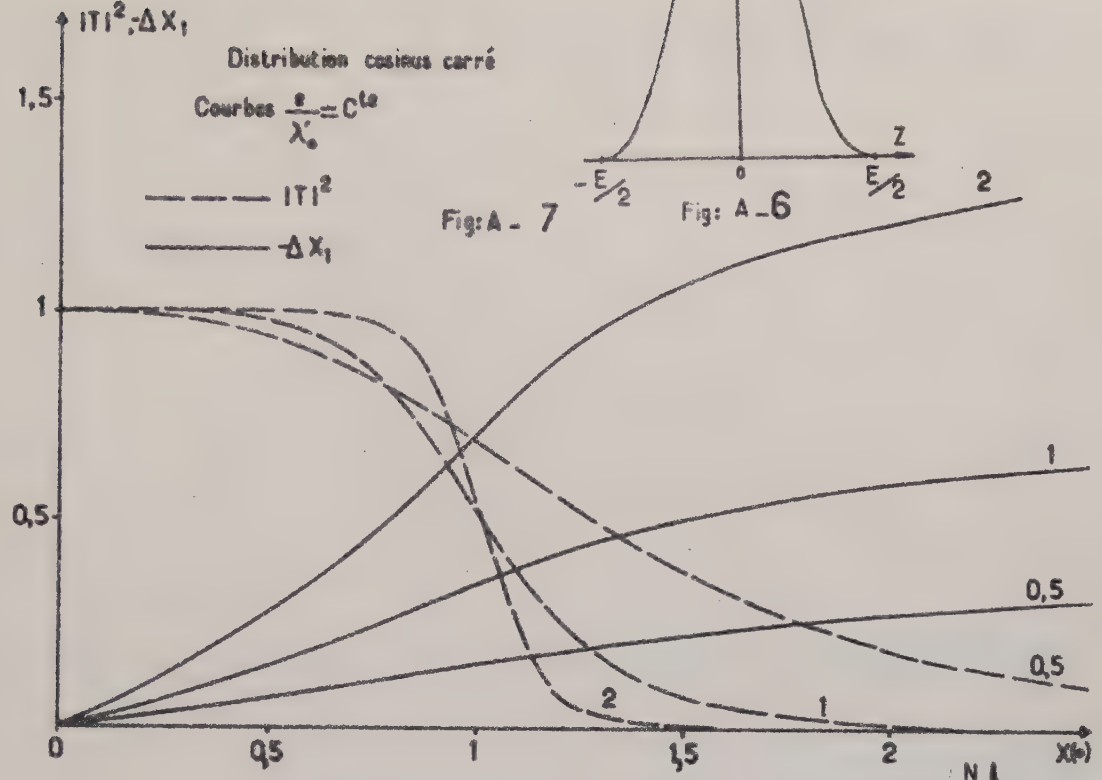


Fig: A - 7

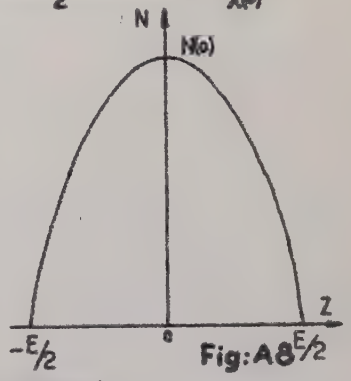


Fig: A 8

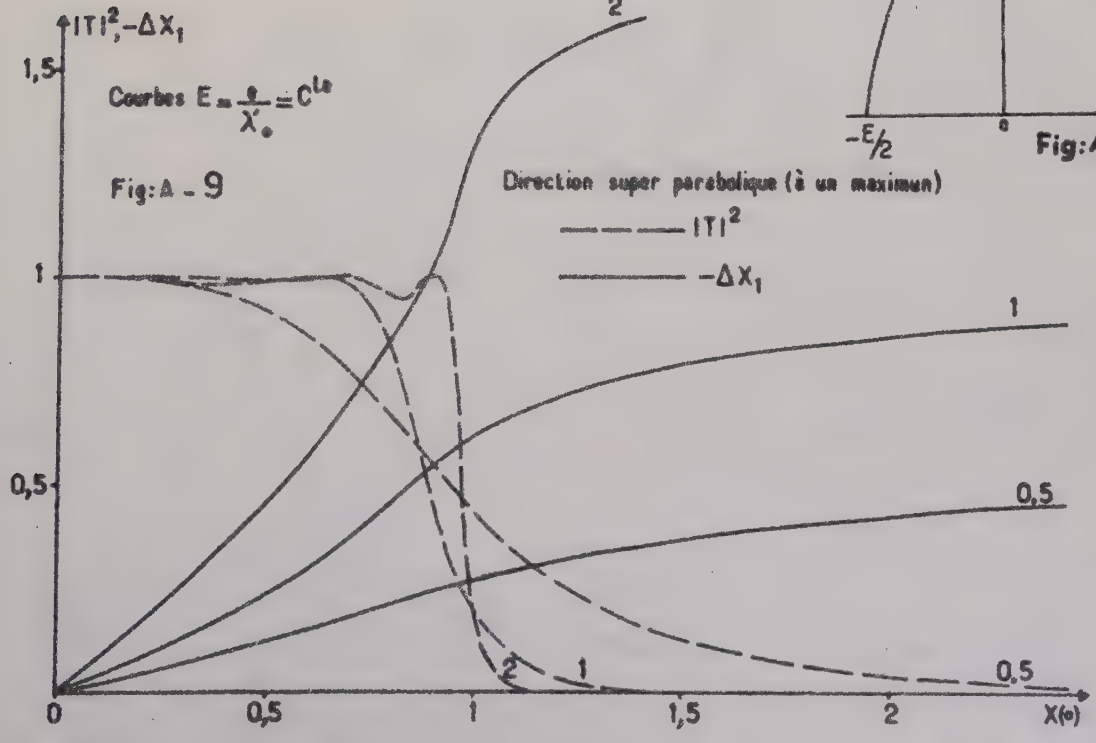


Fig: A - 9

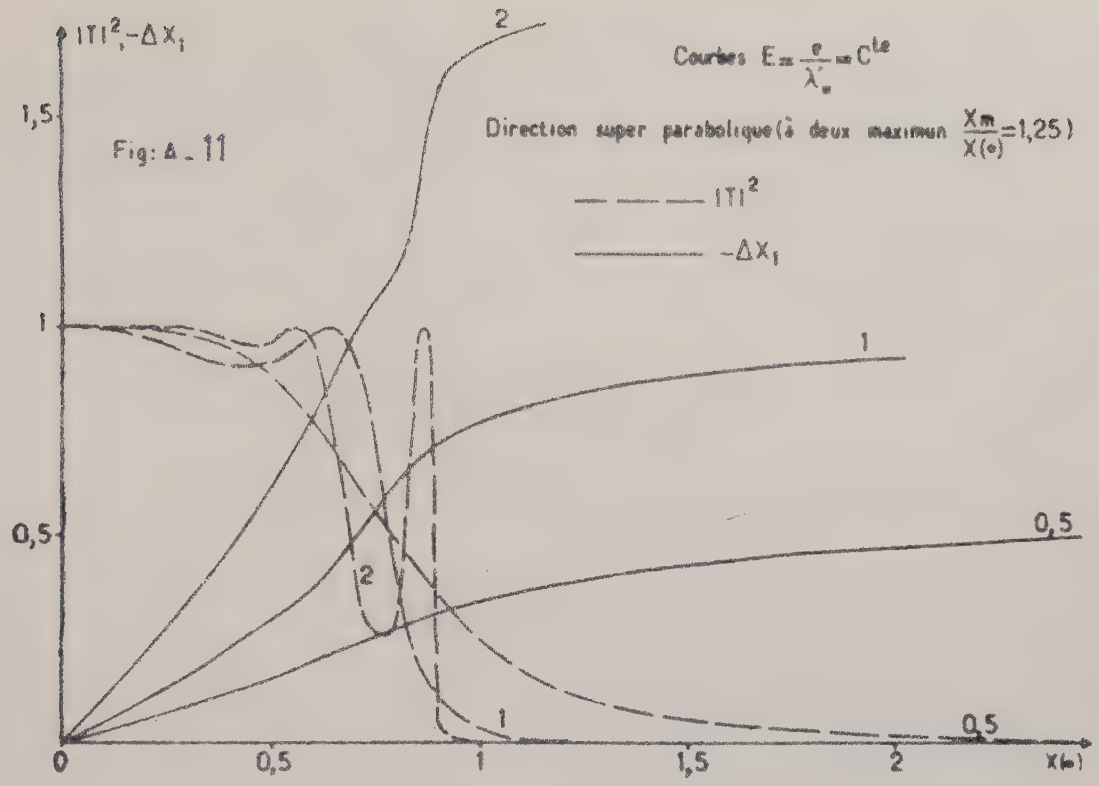


Fig: A_11

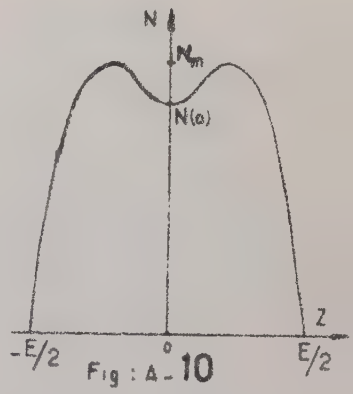


Fig : A_10

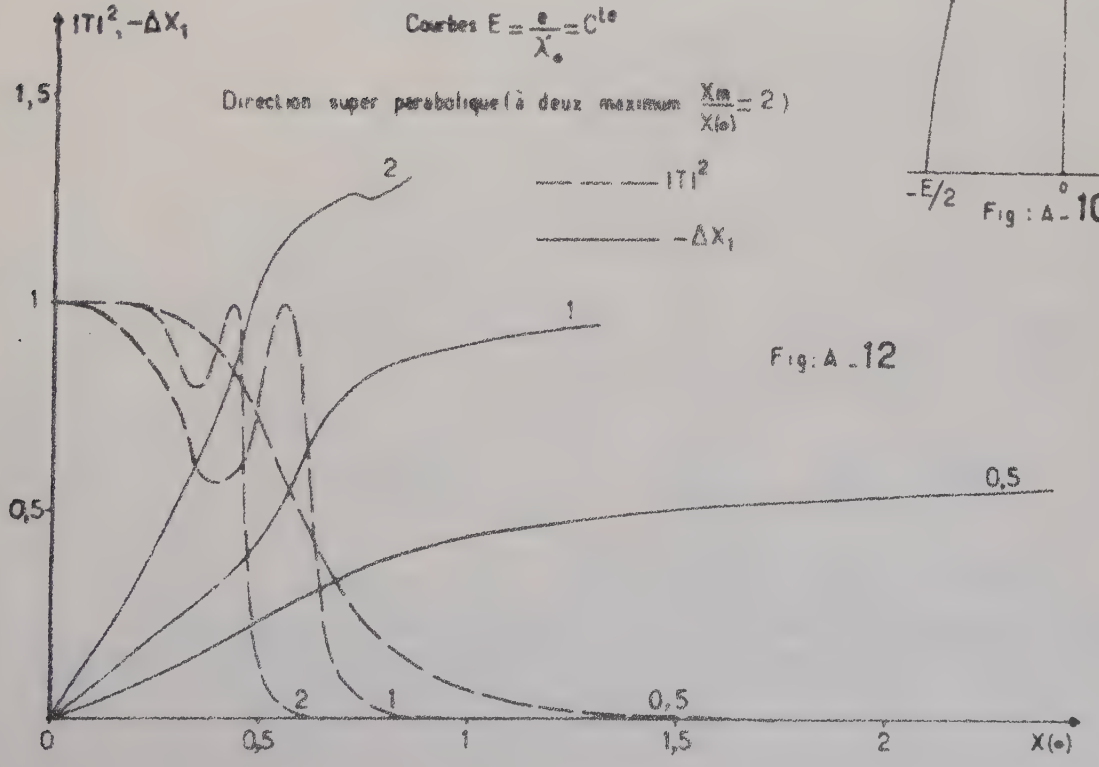


Fig: A_12

Ces divers paramètres, peuvent, bien entendu, être modifiés à volonté il suffit pour cela de l'indiquer dans les entrées à donner à l'ordinateur .

De même, nous pouvons facilement traiter le cas où ε'' est différent de zéro, cette étude ne semble valable que pour des cas bien déterminés, compte tenu de la multitude de tableaux à obtenir.

Pour chaque type de distribution étudiée, je tracerai les variations de $|T|^2$ et de $-\Delta X_1$ pour $E = e/\lambda_o = 0{,}5$; 1 et 2 et pour k = 100 , 10 et 1 dans le cas des distributions de formes asymptotiques.

A-2 . - DIFFERENTS TYPES DE DISTRIBUTIONS ETUDIEES. -

1°) Pour le contrôle du programme de calcul j'ai étudié les distributions :

- En trapèze : en utilisant le même programme que pour les distributions en créneau A/E = 1 et triangulaire A/E = 0 (A = petite base , E = grande base).

J'ai étudié 8 types de trapèzes (figure A-1) correspondants à A/E = k = 0,9 ; 0,8 ; 0,7 ; 0,5 ; 1/3 ; 1/5 ; 1/7,5 ; 1/10. Je ne donnerai pas cette étude ici, elle est en parfait accord avec les résultats obtenus par Cl. MARZAT {1,2,3} qui a utilisé une méthode différente.

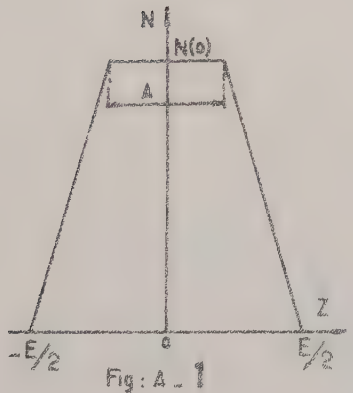


Fig : A - 1

- en demi-cosinus (C) : La distribution électronique est définie par $X(Z) = X(o) \cos \pi \frac{Z}{E}$ (figures A-2 et A-3). Les résultats obtenus sont en parfait accord avec ceux de NICOLL et BASU.

- parabolique (P): $X(Z) = -X(o) \left[\left(\frac{2Z}{E}\right)^2 - 1\right]$ (figures A-4 et A-5). Les résultats obtenus sont en parfait accord avec ceux donnés par R. PAPOULAR qui a étudié ce cas, à la "coupure nominale".

2°) Autres types de distributions étudiées :

- en cosinus carré (C^2) : $X(Z) = X(o) \cos^2 \left(\pi \frac{Z}{E}\right)$ (figure A-6 et A-7)

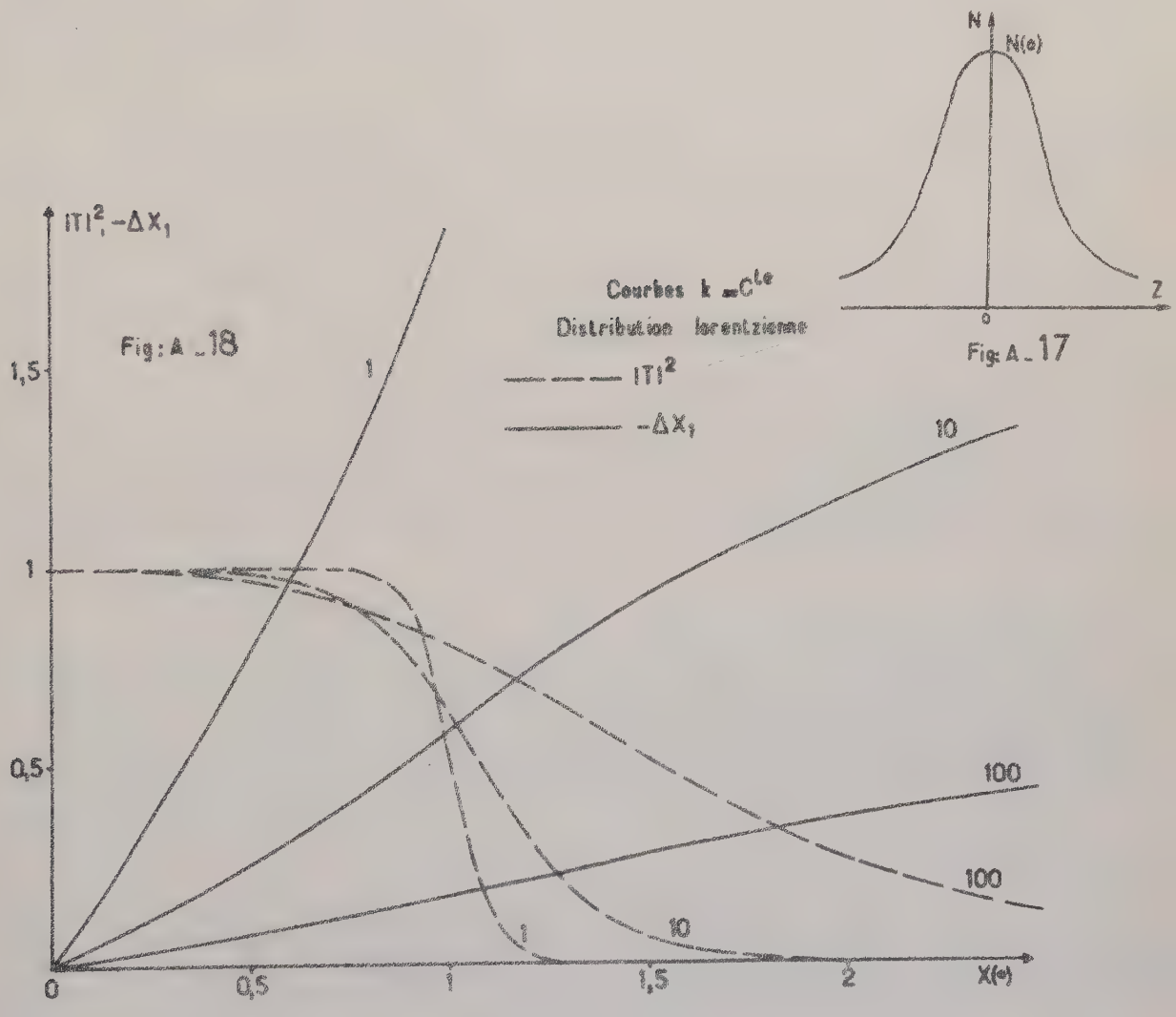
- "super parabolique" d'ordre 2.
  - à un maximum (S.P): $X(Z) = -X(o) \left[\left(\frac{2Z}{E}\right)^4 - 1\right]$ (figures A-8 et A-9).
  - à deux maxima {6} (figure A-10) ou en appelant X_m la valeur N_m - N_c aux maximum on a :

$$X(Z) = -\left\{ (X_m - X(o)) \left[1 + \sqrt{\frac{X_m}{X_m - X(o)}}\right] + X(o) \right\} \left(\frac{2Z}{E}\right)^4 + 2 (X_m - X(o)) \left[1 + \sqrt{\frac{X_m}{X_m + X(o)}}\right] \left(\frac{2Z}{E}\right)^2 + X(o)$$

Ce type de distribution a été étudié pour 10 valeurs du rapport $X_m / X(o)$, dont je donne ici les variations pour $X_m/X(o) = 1{,}25$ (figure A-11

et $X_m / X(o) = 2$ (figure A-12)

- Gaussienne (G) : $X(Z) = X(o)\ e^{-kZ^2}$ (figures A-13 et A-14)
- "Super Gaussienne" (S.G) : $X(Z) = X(o)\ e^{-kZ^4}$ (figures A-15 et A-16)
- Lorentzienne (L) : $X(Z) = X(o)/(1 + k\ Z^2)$ (figures A-17 et A-18)



- en fonction de Bessel (Jo) : $X(Z) = X(o)\ Jo\ (2{,}4\ \frac{2|Z|}{E})$ (fig. A-19 et A-20)
- en fonction de Bessel au carré (Jo^2) : $X(Z) = X(o)\ Jo^2\ (2{,}4\ \frac{2|Z|}{E})$ (figures A-21 et A-22).

J'ai également tracé {11} pour la "coupure nominale" $X(o) = 1$, $\varepsilon(o) = 0$ sur les figures A-23 et A-24 les variations de ΔX_1 et de $|T|^2$ en fonction de l'épaisseur à mi-hauteur $E_{1/2}$ pour ces différentes distributionset les distributionsen créneau (//) , triangulaire (T) et "Super Lorentzienne" (S.L).

Les variations de - $\Delta X_1 = f(E_{1/2})$ montrent la linéarité du déphasage à partir de $E_{1/2} = 0,5$. Pour les distributions coupant l'axe $X = 0$, on peut voir des ondulations qui sont d'autant plus marquées que l'angle d'intersection entre la courbe $X(Z)$ et l'axe des Z est proche de 90°.

Sur la figure A-24 nous avons porté les variations de $|T|^2$ en fonction de $E_{1/2}$.

Nous voyons sur cette figure que pour des plasmas de faibles épaisseurs, le terme de coupure est impropre, il est préférable comme R. PAPOULAR {5} le préconise, de parler de "coupure nominale" on a un effet analogue à l'effet Tunnel.

Sur cette figure, il est bon de remarquer que dans le cas des distributions de forme asymptotique, les courbes, contrairement aux autres cas, n'ondulent pas , montrant ainsi le rôle des ailes dans l'adaptation du plasma, dans le sondage par les hyperfréquences, il est bon de remarquer également que l'atténuation est d'autant plus marquée , que le sommet de la courbe de distribution s'élargit rapidement. Cependant,dans la majorité des cas, l'absorption est de l'ordre de 3dB ($|T|^2 = 0,5$) à la "coupure nominale".

Je n'ai pas donné sur ces figures les résultats relatifs aux distributions trapézoïdales (8 types) ni ceux relatifs aux distributions super paraboliques à 2 maxima (10 types) qui auraient surchargé les figures.

A-3 . - CONCLUSION. -

Ces différentes études doivent permettre dans tous les cas, le diagnostic d'un plasma par les hyperfréquences, et ceci quelle que soit la forme de la distribution électronique. D'autre part, les figures A-22 et A-23 doivent permettre de déterminer exactement le point de "coupure nominale" quelle que soit la distribution électronique réelle d'un plasma, et ainsi pouvoir déterminer les paramètres de la décharge, quand la densité critique est atteinte.

- REFERENCES -

{1} . - Cl. MARZAT , C.R. Acad. Sci. 1968 , 267 B p. 1424.
{2} . - Cl. MARZAT , C.R. Acad. Sci. 1969 , 268 B p.
{3} . - Cl. MARZAT, Thèse doctorat ès-sciences physiques Bordeaux (à paraître)
{4} . - G.R. NICOLL et J. BASU , Inst. Elect. Engi. Monograph. N° 498 E Janv. 1962.
{5} . - R. PAPOULAR , J. Phys. Rad. 1961 , 22 , p. 749
{6} . - F.F. CHEN, R. BINGHAN, W.L. HARRIES, Phys. Rev. Letters,1962,8,p.234.
{7} . - R. PAPOULAR, Phénomènes électriques dans les gaz , Paris, Dunod 1963.
{8} . - A. Von ENGEL, Ionized gases , Oxford-University Press, 1965.
{9} . - A. BOTTREAU, J.HARDOUIN DUPARC, C.R. Acad. Sci. 1969, 268 B, p. 74.
{10} . - A. BOTTREAU, C.R. Acad. Sci. 1969 , 268 B , p. 155.
{11} . - A. BOTTREAU, C.R. Acad. Sci. 1969 , 268 B p. 397.

-:-:-:-:-

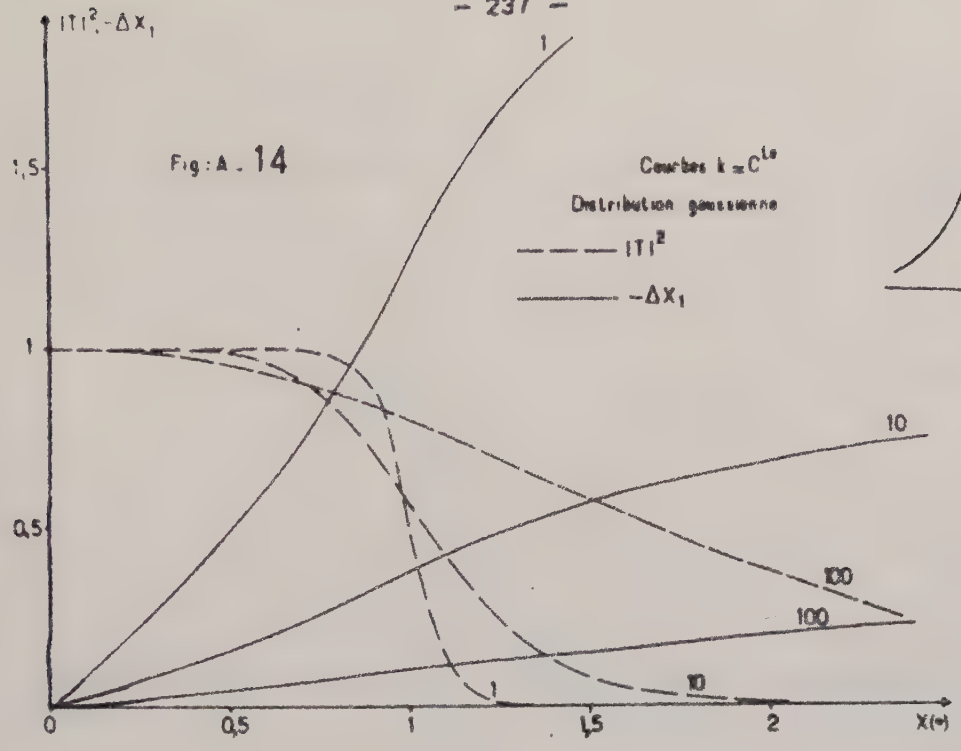


Fig : A - 14

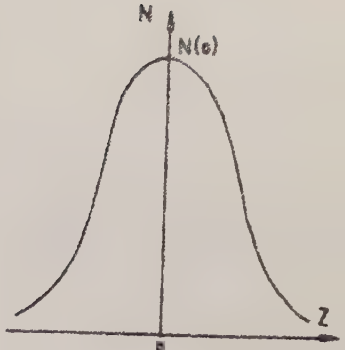


Fig : A - 13

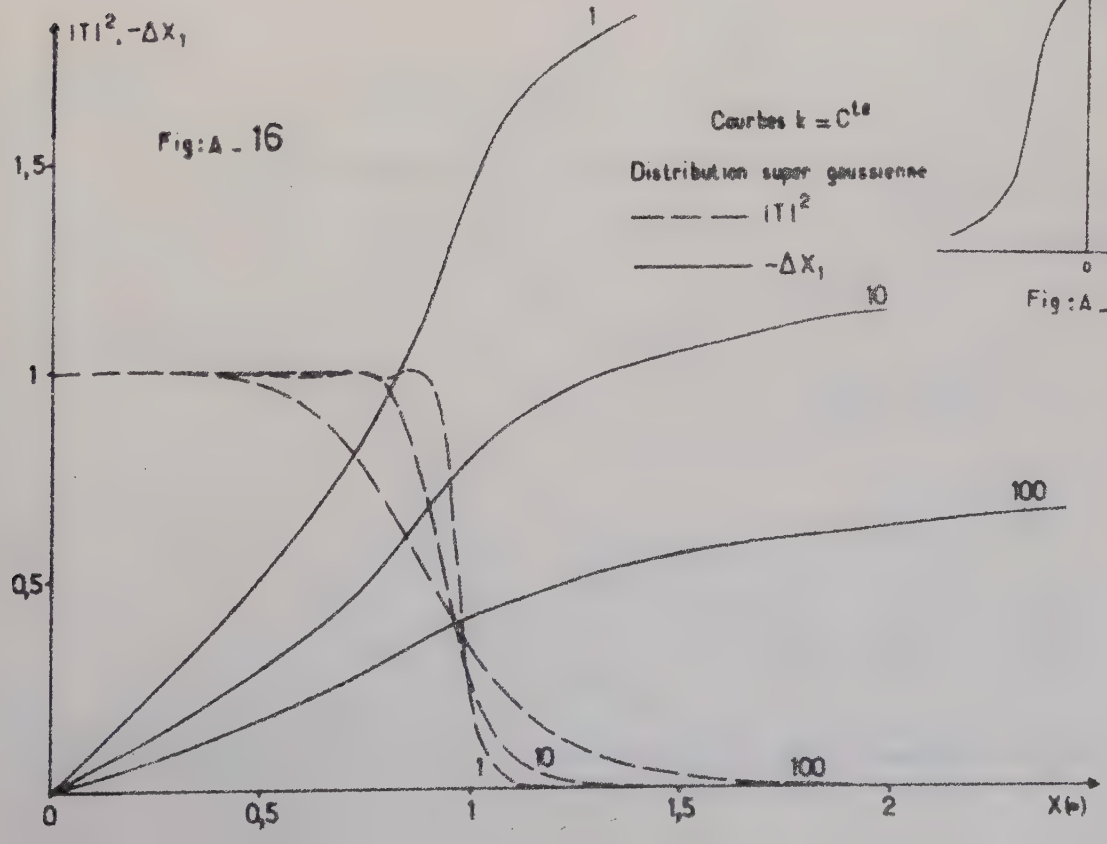


Fig : A - 16

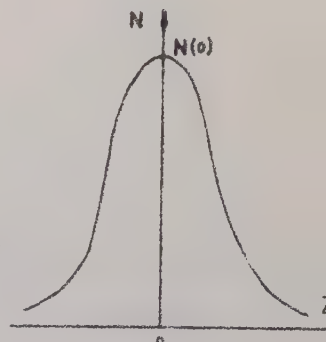


Fig : A - 15

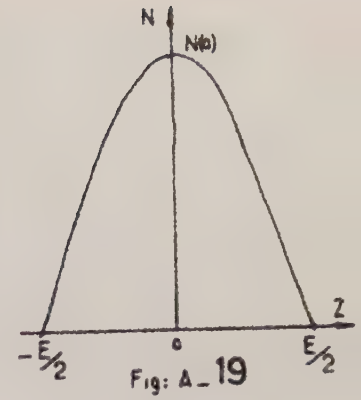


Fig: A_19

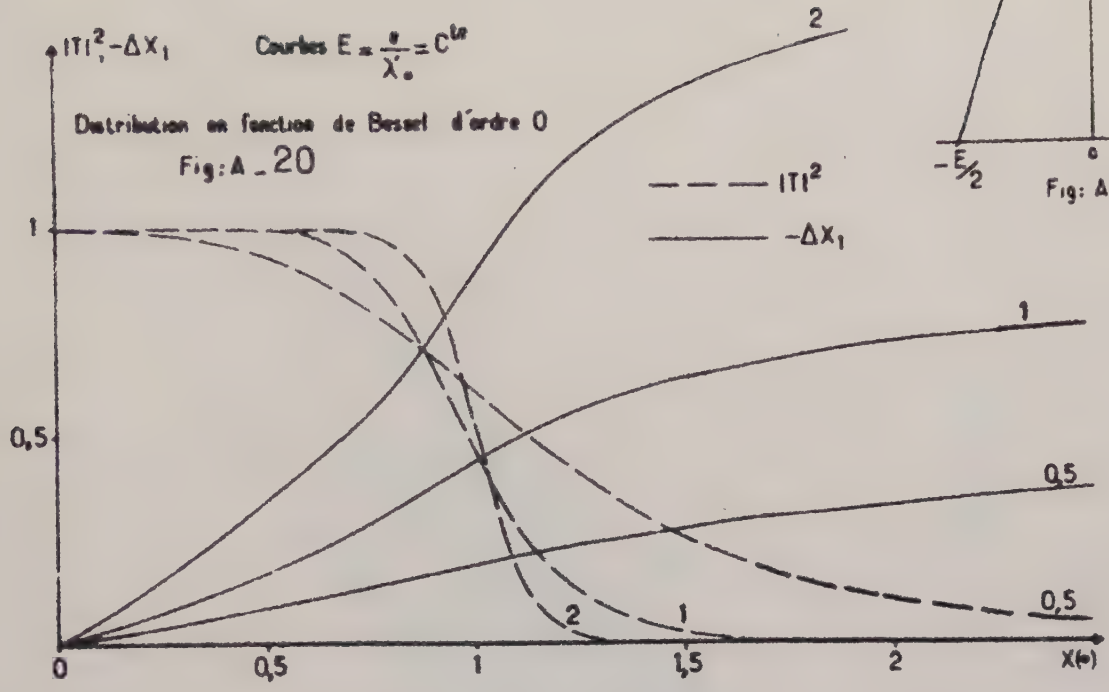


Fig: A_20

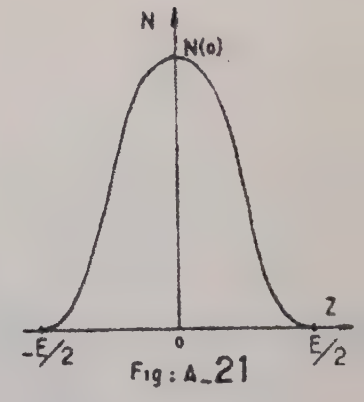


Fig: A_21

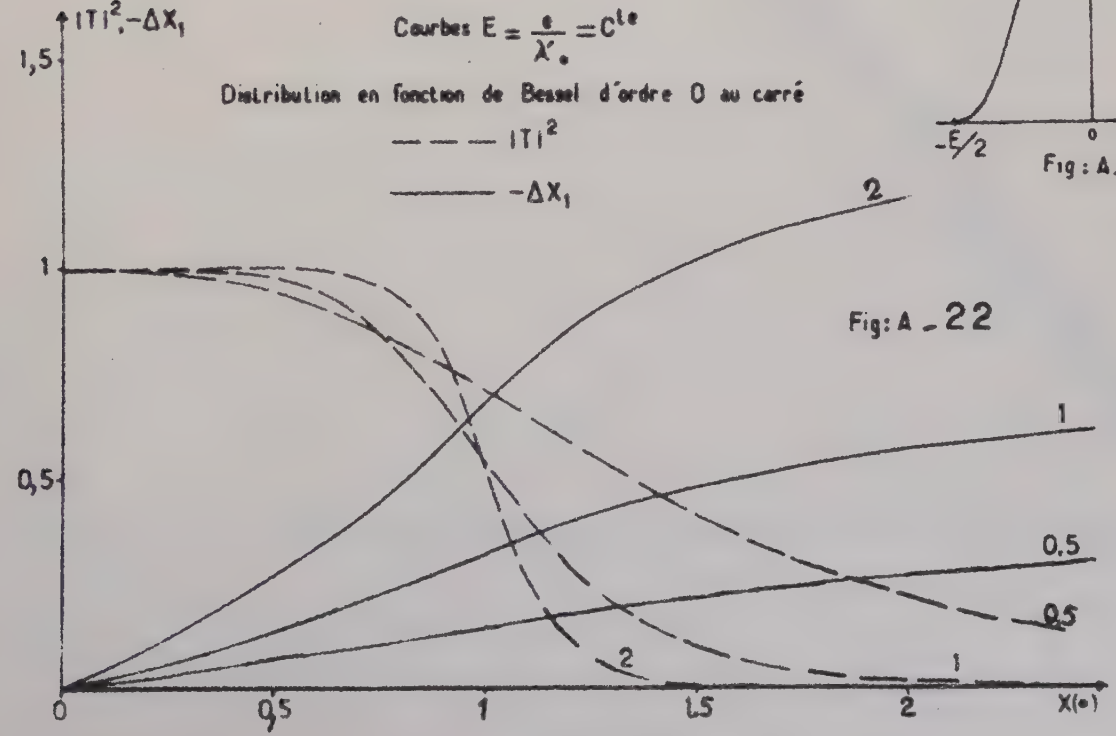


Fig: A_22

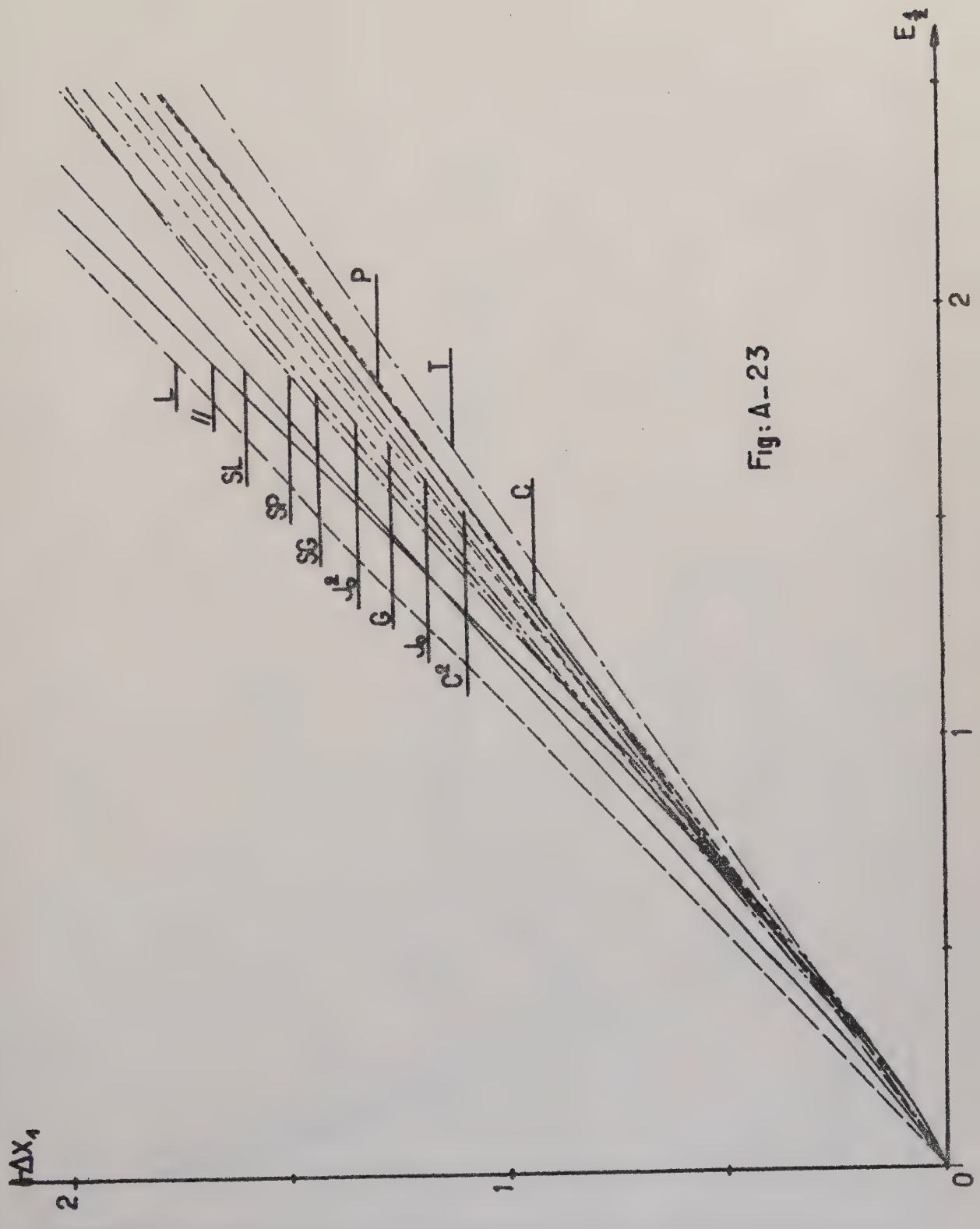


Fig: A-23

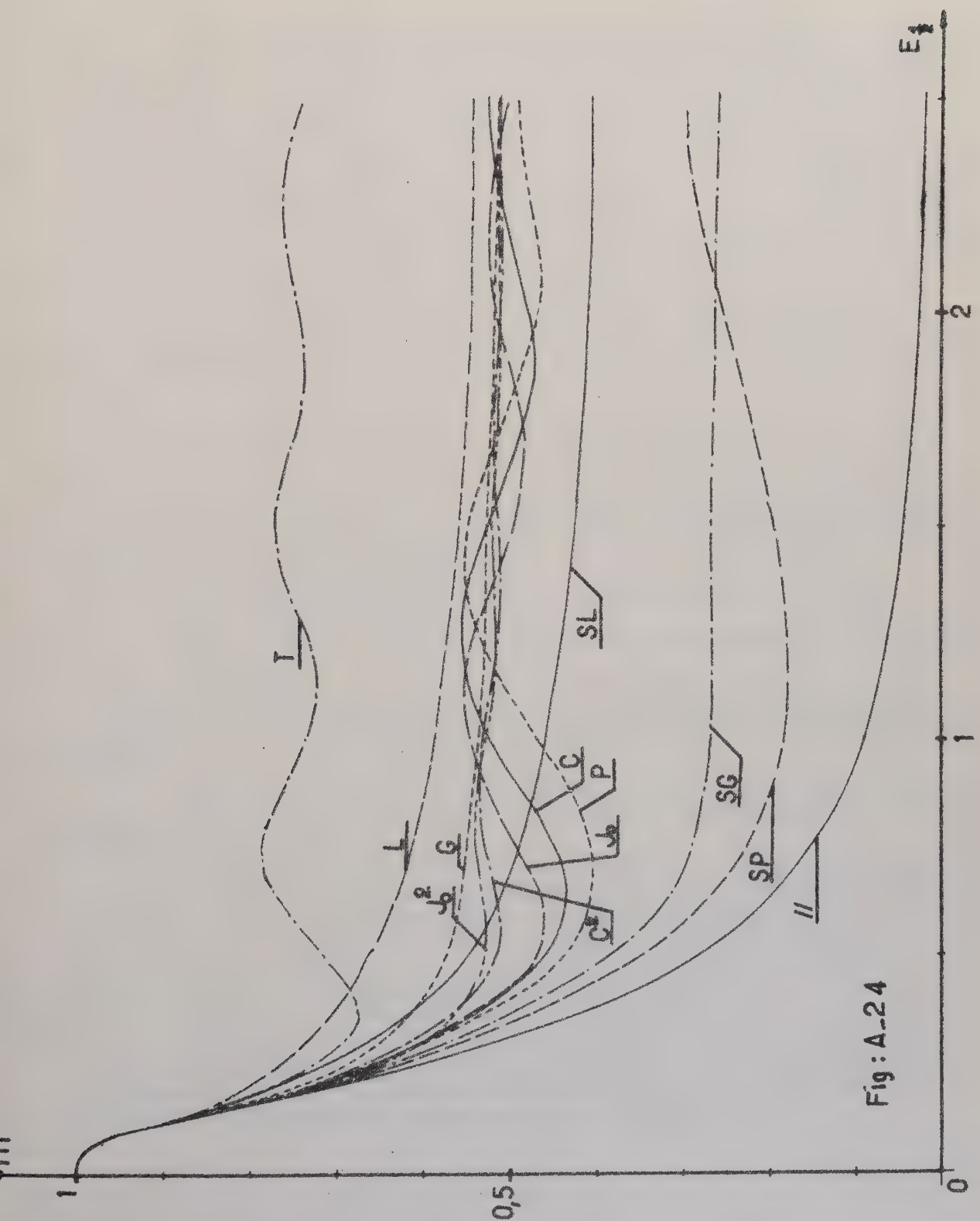


Fig : A-24

CONCLUSION

Nous avons mis au point un interféromètre à branche ouverte fonctionnant dans la bande des 8 mm, que nous avons doté d'une optique focalisante, permettant de faire des mesures précises de permittivités diélectriques sur des échantillons à faces parallèles, de surface limitée.

Nous avons ensuite réalisé des tables et des abaques, permettant de tenir compte des réflexions multiples à l'intérieur des échantillons étudiés. Leur utilisation nous a permis d'étudier de très faibles anisotropies, montrant la sensibilité de notre méthode et la validité de l'appareillage. Ils permettent en outre l'étude d'anisotropies plus importantes et le tracé rapide des diagrammes polaires des "permittivités apparentes". Ces diagrammes dont la forme variée dépend de l'épaisseur de l'échantillon étudié, permettent d'obtenir directement les axes électriques et les permittivités diélectriques principales correspondantes. Une étude théorique nous a permis l'interprétation de la forme des diagrammes polaires obtenus.

J'ai étudié spécialement les lames à faces parallèles de gypse dont les permittivités principales ont été trouvées égales à 5,15 et 10,40.

La précision obtenue est très satisfaisante sur le terme réel de la permittivité (de l'ordre de 1 % , chapitre I-1 et I-5) alors que pour ε'' la précision obtenue (bien que fort bonne si on la compare aux incertitudes données par les autres méthodes) varie suivant l'épaisseur d'un échantillon et la valeur de sa permittivité.

Pour les diélectriques usuels, la précision est de l'ordre de quelques pour cent pour ε''.

Nous avons par ailleurs utilisé notre interféromètre aux diagnostics des plasmas.

Dans ce but, nous avons réalisé une décharge réflex permettant d'obtenir un plasma macroscopiquement stable. Ce plasma de section quasi-rectangulaire est particulièrement bien adapté aux mesures interférométriques.

Nous avons pu ainsi faire une étude systématique d'un plasma d'Argon par une méthode statique, donc plus précise que les méthodes dynamiques généralement employées.

L'étude des coefficients de réflexion et de transmission complexes, a été faite par une méthode de calcul numérique du type de RUNGE-KUTTA. D'abord dans le cas de distributions électroniques de formes simples, qui nous ont permis de contrôler la méthode et les programmes de calcul et d'obtenir des valeurs approchées des paramètres du plasma. Cette étude nous montre notamment la validité (au point de vue qualitatif) , d'assimiler le plasma à une lame à faces parallèles homogène.

Puis nous avons fait cette étude dans le cas de la forme réelle de la distribution électronique du plasma étudié. Les courbes obtenues, permettent de tracer la forme de la distribution électronique et son évolution en fonction des paramètres de la décharge.

Des tableaux (donnés par un ordinateur I.B.M. 360-44) à partir desquels on peut tracer des abaques, permettent un dépouillement immédiat des résultats expérimentaux.

Ceux-ci, chapitre II-4 nous montrent par exemple que pour un champ magnétique de confinement Bo = 1.000 Gauss et une pression de 9.10^{-3} Torr (figure 4-7) la "coupure nominale" $\varepsilon'(o)=0$) est atteinte sous une tension de 408 V et un courant de décharge de 1,05 A. Dans ces conditions la largeur à mi-hauteur $E_{1/2}$ (figure 4-12) $\varepsilon'(z)= 0,5$) du plasma est de 6 mm. Au delà de 1,05 A nous obtenons une permittivité négative qui atteint (pour Bo = 1.000 Gauss, p = 9.10^{-3} Torr , I = 1,75 A) la valeur : $\varepsilon'(o) \approx -0,1$.

J'ai terminé ce travail par le calcul des coefficients de réflexion et de transmission complexes pour de nombreuses formes de distribution pouvant se rapprocher des distributions réelles, et devant permettre dans tous les cas d'encadrer une distribution reelle par deux distributions pour lesquelles j'ai effectué le calcul. Dans le cas où les distributions réelles s'écartent trop des distributions calculées, il est malgré tout possible de faire le calcul, à partir des relevés expérimentaux de la distribution.

Cette étude nous montre que pour $\varepsilon'(o)= 0$, les ondes électromagnétiques peuvent encore être transmises (pour les plasmas de faibles épaisseurs) avec une atténuation de l'ordre de 3dB . Cet effet analogue à "l'effet tunnel" avait déjà été signalé par R. PAPOULAR dans le cas de la distribution parabolique.

Je pense que ce travail est une contribution à la réalisation de plasmas stables à fortes densités, fonctionnant en régime continu.

Puisse-t-il contribuer aussi à montrer l'intérêt du diagnostic des plasmas par les méthodes interférométriques en hyperfréquences, et à susciter de nouvelles recherches, à un moment où elles commençaient à être un peu délaissées à cause de leurs difficultés.

-:-:-:-:-:-

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté :

L ' OPTIQUE NON LINEAIRE

Vu et approuvé
Talence, le Février 1969.
Le Doyen de la Faculté des Sciences

R. CALAS

Vu et permis d'imprimer
Bordeaux, le Février 1969
Le Recteur de l'Académie de Bordeaux.

J. BABIN